

«ВНУТРИКАМЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ГОРЕНИЕ В УСТАНОВКАХ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ И СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ (ICOS-2025)»

СБОРНИК ТРУДОВ
ДВЕНАДЦАТОЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ,
ПОСВЯЩЕННОЙ 90-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА А. М. ЛИПАНОВА

Ижевск, 18–20 марта 2025 г.

Российская академия наук
Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Российская академия ракетных и артиллерийских наук
Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН
Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Федеральный центр двойных технологий «Союз»
Национальный исследовательский Томский государственный университет
Балтийский государственный технический университет «Военмех» имени Д. Ф. Устинова
Институт химической физики РАН имени Н. Н. Семенова
Военная академия РВСН имени Петра Великого
Федеральное казенное предприятие «НИО «ГБИП России»

**«ВНУТРИКАМЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ
И ГОРЕНИЕ В УСТАНОВКАХ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ
И СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ» (ICOS-2025)**

СБОРНИК ТРУДОВ
ДВЕНАДЦАТОЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ,
ПОСВЯЩЕННОЙ 90-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА А. М. ЛИПАНОВА

Ижевск, 18–20 марта 2025 г.



Издательство УИР ИжГТУ
имени М. Т. Калашникова
Ижевск 2025

УДК 621.454.3 (06)
ББК 31.352я4
В60

Оргкомитет конференции

А. М. Липанов, председатель, доктор технических наук, профессор, академик РАН, Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН, главный научный сотрудник, Москва, Россия

Ю. М. Милехин, сопредседатель, доктор технических наук, профессор, академик РАН, Федеральный центр двойных технологий «Союз», генеральный директор и генеральный конструктор, Дзержинский, Россия

М. Ю. Альес, заместитель председателя, доктор физико-математических наук, профессор, Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН, директор, Ижевск, Россия

А. В. Губерт, заместитель председателя, кандидат технических наук, доцент, Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова, и.о. ректора, Ижевск, Россия

М. А. Корепанов, ученый секретарь, доктор технических наук, доцент, Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН, ведущий научный сотрудник, Ижевск, Россия

Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOS-2025) : сборник трудов Двенадцатой Всероссийской конференции, посвященной 90-летию академика А. М. Липанова (Ижевск, 18–20 марта 2025 г.). – Ижевск : Изд-во УИР ИжГТУ имени М. Т. Калашникова, 2025. – 229 с. 14,2 МБ (PDF). – Текст : электронный.

ISBN 978-5-7526-1091-2

В период с 18 по 20 марта 2025 г. в ИжГТУ имени М. Т. Калашникова проходила Двенадцатая Всероссийская конференция по внутрикамерным процессам и горению в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOS'2025), посвященная 90-летию академика А. М. Липанова. Цель конференции – научный анализ состояния и проблем развития исследований в области горения конденсированных систем, технологии их получения и утилизации, внутренней баллистики и испытаний технических устройств, использующих твердые топлива, пороха, взрывчатые вещества и пиротехнические системы в качестве источника газообразования и энергии, а также математического моделирования, высокопроизводительных вычислений и визуальных технологий.

УДК 621.454.3 (06)
ББК 31.352я4

ISBN 978-5-7526-1091-2

© ИжГТУ имени М. Т. Калашникова, 2025
© Оформление. Издательство УИР ИжГТУ
имени М. Т. Калашникова, 2025

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛЬНЫХ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ УСТАНОВКАХ

Е. А. Арнст, А. И. Шкурин, Д. Н. Садовничий, Ю. М. Милехин

Федеральный центр двойных технологий «Союз», Дзержинский, Россия

Аннотация. Цель работы – установить зависимость результатов численного расчёта нестационарной газодинамической задачи выхода на режим при запуске РДТТ от параметров сетки, модели исследуемой камеры и размерности моделируемой задачи (2D и 3D). Установлено, что параметры дискретизации и размерность исследуемой модели оказывают малое влияние на скорость возрастания давления в камере, скорость течения и температуру во всех выполненных расчётах. Давление в контрольных точках находится в диапазоне, характерном для условий выхода на рабочий режим исследуемых РДТТ.

Ключевые слова: численное моделирование, газодинамика, РДТТ, нестационарные процессы.

Существует множество компьютерных вычислительных пакетов прикладных программ (ПП) – Fluent [3], ЛОГОС [3], NOISEtte-MCFL [3] и др., способных решать задачи газовой динамики РДТТ. Однако универсальные коды не могут в полной мере применяться для моделирования газодинамических процессов в РДТТ, так как процессы горения и течения в камерах сгорания твердотопливных двигателей достаточно сложны и являются предметом интенсивных исследований.

Исследования, выполненные ONERA, NASA и CFDRC [3], показали, что существенное влияние на результат расчёта течения в камере РДТТ оказывают методы дискретизации расчётной области и размерность применяемых математических моделей. Цель настоящей работы – установить зависимость результатов численного расчёта нестационарной газодинамической задачи выхода на режим при запуске РДТТ от параметров сетки, модели исследуемой камеры и размерности моделируемой задачи (2D и 3D).

Вычислительные эксперименты проводились в рамках двух пакетов ПП – Fluent (Fluent Inc) и Logos (РФЯЦ-ВНИИЭФ) – на основе подхода URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier - Stokes). Аналитические расчёты подводились в рамках нульмерного и одномерного подхода, на основе уравнений внутренней баллистики РДТТ и метода характеристик [1, 2]. В качестве объектов исследования выступали модели внутрикамерных объёмов двухмодельных РДТТ [2].

Численные расчёты проводились в трёхмерной и двухмерной постановке задачи. Для этого было построено несколько расчётных сеток для каждой модели. Дискретизация основных уравнений в пространстве осуществлялась при помощи связанного алгоритма, основанного на уравнении давления (коррекции давления) [3]. В обоих ПП для интегрирования уравнений по времени применяется неявная схема 2-го порядка точности. Для замыкания системы уравнений Навье – Стокса применяется SST-модель Ментора [3]. Расчёты проводились в предположении многокомпонентной (ПС и воздух), вязкой, теплопроводной химически не реагирующей среды.

В результате вычислительных исследований определены особенности течений ПС в различные моменты времени, на основе которых построены зависимости давления, плотности, массовой концентрации ПС от времени.

В ходе численных расчётов установлено, что параметры дискретизации и размерность исследуемой модели оказывают малое влияние на скорость возрастания давления в камере, скорость течения и температуру во всех выполненных расчётах. Давление в контрольных точках находится в диапазоне, характерном для условий выхода на рабочий режим исследуемых РДТТ [1, 2]. Однако установлено существенное для обеих исследуемых моделей влияние параметров сетки на массовые концентрации ПС в начальный момент времени.

Расчётное исследование показало, что существующие аналитические методы и численное моделирование на сетках низкой степени разрешения позволяют прогнозировать течение в камерах РДТТ с достаточной для предварительных расчётов точностью. Дальнейшие исследования будут направлены на: увеличение уровня физической сложности математических моделей; усложнение постановки задачи (учёт работы компонентов системы запуска РДТТ); переход к исследованию более сложных «натурных» объектов исследования.

Список литературы и источников

1. *Соркин, Р.Е.* Газотермодинамика ракетных двигателей на твёрдом топливе. – М.: Наука, 1967. – 368 с. – Текст : непосредственный.
2. Энергетика и внутренняя баллистика ракетных двигателей на твердом топливе / Ю. М. Милёхин, Г. В. Бурский, Г. С. Лавров, В. С. Попов, Д. Н. Садовничий. – М.: Наука, 2018. – 359 с. – Текст : непосредственный.
3. Программный комплекс NOISEtte-MCFL для расчета многокомпонентных реагирующих течений / В. Е. Борисов, В. Т. Жуков, М. М. Краснов, Б. В. Критский, Н. Д. Новикова, Ю. Г. Рыков, О. Б. Феодоритова // Препринты ИПМ имени М. В. Келдыша. – 2023. – № 6. – 23 с. – Текст : непосредственный.

ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВА В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗОГЕНЕРАТОРА

А. В. Байков^{1,2}, Л. С. Яновский^{1,2,3}, Л. Л. Картовицкий³, В. А. Брусков⁴

¹Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

²Центральный институт авиационного моторостроения имени П. И. Баранова, Москва, Россия

³Московский авиационный институт, Москва

⁴Машиностроительное конструкторское бюро «Искра» имени И. И. Картукова, Москва, Россия

Аннотация. Рассматривается математическое описание процесса горения газовой смеси над твердой поверхностью топлива в низкотемпературном газогенераторе. Показано, что особенности рабочего процесса в газогенераторе позволяют использовать приближенное описание процесса на основе модели горения Я. Б. Зельдовича и применять готовые программы, представленные в интернете, для расчета процессов горения в газовой смеси.

Ключевые слова: газогенератор, заряд, газофазное горение, теория подобия, сингулярное вырождение, модель Зельдовича.

Широкое практическое применение газогенераторов на твердом топливе связано с рядом их преимуществ по сравнению с другими системами, применяемыми в современной технике. Газогенераторные системы превосходят пневматические, электрические и механические устройства по компактности, массе конструкции, скорости срабатывания, автономности, немедленной готовности к работе, способности к длительному хранению и работоспособности в различных климатических условиях. Газогенераторы могут использоваться для наддува различных емкостей и цистерн, приведения в действие различных механических устройств, например подъемных приспособлений, подаче активного порошка в системах пожаротушения. Также не исключается их применение в качестве источника газообразного топлива для энергетических установок различного назначения.

Если продукты газификации твердого топлива используются в качестве горючего, то в ряде случаев становится целесообразным дополнительное введение в состав газогенераторного топлива металлических частиц, догорание которых в атмосферном воздухе, повышает работоспособность энергетической установки, потребляющей такое топливо. При этом газогенераторное топливо должно содержать в своем составе максимальное количество горючих элементов и минимальное количество окислителя, который необходим только для газификации летучих компонентов заряда и выхода образующихся горючих газов и твердых частиц из камеры газогенератора в технологическую систему, в которой они выполняют полезную работу. Минимальное содержание окислителя приводит к тому, что продукты газификации, получаемые в газогенераторе, имеют низкую температуру, находящуюся в пределах 1000...1700 °С [1].

Рабочий процесс в низкотемпературном газогенераторе существенно отличается от рабочего процесса в традиционных ракетных двигателях твердого топлива (РДТТ). Для твердотопливного газогенератора характерен значительно меньший расход топлива, чем в РДТТ и существенно меньшие рабочие давления. Как правило, в нем используется торцевое горение заряда с более низкими, по сравнению с РДТТ, скоростями горения. Вклад газодинамического взаимодействия продуктов горения с зоной горения в условиях газогенератора значительно слабее, чем в РДТТ. Поэтому расчет рабочего процесса в низкотемпературном газогенераторе требует разработки своих специфических подходов, отличных от тех, что применяются в РДТТ.

Одним из наиболее сложных вопросов расчета рабочего процесса в низкотемпературном газогенераторе является расчет процессов, протекающих в газовой фазе над поверхностью твердого топлива. В процессе горения участвует сложная газовая смесь, в которой происходит разветвленная цепная реакция, сопровождающаяся образованием большого количества промежуточных компонент. Прямой метод решения этой задачи заключается в разработке детальных кинетических механизмов окисления тех или иных конкретных горючих соединений с последующей, разработкой упрощенных (редуцированных) механизмов описывающих протекание химических реакций. Упрощенное описание химических реакций, протекающих в реагирующей среде, в дальнейшем совмещается с описанием гидродинамики течения в том или ином техническом устройстве [2–4].

Различные методы решения этой задачи применительно к условиям горения твердого топлива представлены в работах [5–7]. В них отмечается, что, несмотря на большую разницу в применяемых компонентах, в газовой фазе присутствуют близкие по составу газообразные соединения. Поэтому схемы газофазного горения, разрабатываемые для топлив различного типа и назначения, во многом оказываются похожими [5]. Это делает целесообразным использование подходов, применяемых в теории подобия для решения задачи о горении газовой смеси [8].

В свободном объеме газогенератора газообразные продукты сгорания движутся в режиме, близком к ламинарному. Если предположить, что газовая среда переносит находящиеся в ней твердые частицы без скольжения [9], то процесс горения газовой среды, заполняющей свободный объем камеры газогенератора, описывается системой уравнений, включающих в себя уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_g \frac{\partial T}{\partial x} \right) - (Cg_p + C_p)(\rho_g u_g) \frac{\partial T}{\partial x} + \Phi_V = 0, \quad (1)$$

уравнение диффузии для отдельных компонент газовой смеси

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D_i \rho_g \frac{\partial a_i}{\partial x} \right) - u_g \rho_g \frac{\partial a_i}{\partial x} - W_i = 0 \quad (2)$$

и уравнения, описывающие кинетику химических реакций [10]. В этих уравнениях C – теплоемкость твердых частиц, которые переносятся потоком газа; a_i – безразмерная концентрация i -го реакционного компонента в газовой смеси. Считается, что твердые частицы не принимают участие в химических реакциях, протекающих в газовой фазе, и скорость их движения равна скорости газа. Массовый расход твердых частиц, отнесенный к массовому расходу газа, определяется коэффициентом g_p как

$$g_p = \frac{\rho_p u_g}{\rho_g u_g}, \quad (3)$$

где ρ_p – осредненная плотность твердых частиц в потоке газа.

Пусть поверхность твердого топлива покидает n газообразных исходных реагентов, из которых при горении образуется m других соединений. Для упрощения преобразований будем считать, что реакция протекает по одному пути и образованием промежуточных продуктов реакции можно пренебречь. Тогда можно записать:

$$\frac{1}{v_i} \frac{da_i}{dt} = k^+ (-1)^j \prod_{i=1}^K a_i^{v_i} + k^- (-1)^{j-1} \prod_{i=1}^K a_i^{v_i}. \quad (4)$$

В этом уравнении k^+ – кинетическая константа прямой реакции; k^- – кинетическая константа обратной реакции; $K = n + m$; $j = 1$ для $i = 1, 2, \dots, n$ (группа исходных реагентов); $j = 2$ для $i = n + 1, \dots, K$ (группа продуктов реакции). При этом для компонент a_i справедливы соотношения [11]

$$\frac{-1}{v_1} \frac{da_1}{dt} = \frac{-1}{v_2} \frac{da_2}{dt} = \dots = \frac{+1}{v_K} \frac{da_K}{dt}. \quad (5)$$

Из-за недостатка окислительных элементов в газогенераторном топливе содержание кислородсодержащих окислительных соединений в газах становится основным показателем, определяющим глубину и скорость протекания газофазных реакций. Как показано в работе [12], окись азота, которая возникает при разложении окислителя, можно рассматривать как критический компонент, при израсходовании которого горение в газовой фазе прекращается. Если обозначить мольную концентрацию окиси азота в начале реакции как $C_{1,1}^0$, то можно ввести понятие пробега реакции [13]:

$$\chi = \frac{C_{1,1}^0 - C_{1,1}}{C_{1,1}^0}. \quad (6)$$

Тогда убывание мольной концентрации исходных реагентов в газовой смеси (группа 1) через пробег реакции будет записываться так:

$$\frac{dC_{1i}}{dt} = -C_{11}^0 \frac{v_{1i}}{v_{11}} \frac{d\chi}{dt}, \quad (7)$$

а скорость образования продуктов реакции (группа 2) как

$$\frac{dC_{2i}}{dt} = +C_{11}^0 \frac{v_{2i}}{v_{11}} \frac{d\chi}{dt}. \quad (8)$$

Использование понятия пробега реакции позволяет определить функции источника в уравнениях (1) и (2). Так, уравнения диффузии применительно к компонентам группы 1 принимают вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D_{1i} \rho_g \frac{\partial a_{1i}}{\partial x} \right) - \rho_g u_g \frac{\partial a_{1i}}{\partial x} - \mu_{1i} C_{11}^0 \frac{v_{1i}}{v_{11}} \frac{d\chi}{dt} = 0, \quad (9)$$

для группы 2

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D_{2i} \rho_g \frac{\partial a_{2i}}{\partial x} \right) - \rho_g u_g \frac{\partial a_{2i}}{\partial x} + \mu_{2i} C_{11}^0 \frac{v_{2i}}{v_{11}} \frac{d\chi}{dt} = 0. \quad (10)$$

В уравнении (9) комплекс $\mu_{1i} C_{11}^0 \frac{v_{1i}}{v_{11}}$ определяет масштаб функции стока i -го исходного реагента, а комплекс $\mu_{2i} C_{11}^0 \frac{v_{2i}}{v_{11}}$ – масштаб функции источника i -го продукта реакции в уравнении (10). Функция источника в уравнении теплопроводности 1), выраженная через пробег реакции и энтальпии образования отдельных соединений, становится следующей:

$$\Phi_V = \left(\sum_{i=1}^n \Delta_f H_{2i}^0 \frac{v_{2i}}{v_{11}} - \sum_{i=1}^m \Delta_f H_{1i}^0 \frac{v_{1i}}{v_{11}} \right) C_{11}^0 \frac{d\chi}{dt}. \quad (11)$$

Она имеет размерность $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^3} \right]$. Обозначив

$$S_H = \left(\sum_{i=1}^n \Delta_f H_{2i}^0 \frac{v_{2i}}{v_{11}} - \sum_{i=1}^m \Delta_f H_{1i}^0 \frac{v_{1i}}{v_{11}} \right), \quad (12)$$

уравнение теплопроводности можно записать в форме, аналогичной уравнениям диффузии отдельных компонент:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_g \frac{\partial T}{\partial x} \right) - (C_g \rho_g + C_p) (\rho_g u_g) \frac{\partial T}{\partial x} + S_H C_{11}^0 \frac{d\chi}{dt} = 0. \quad (13)$$

В этом уравнении параметр S_H характеризует масштаб функции источника тепла в уравнении (13) и имеет размерность $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль}} \right]$.

Если в газовом потоке отсутствуют твердые частицы и изменением коэффициентов диффузии и теплопроводности под воздействием температуры можно пренебречь, то легко показать, что при условии равенства коэффициентов диффузии

$$D = D_i, \quad (14)$$

и коэффициентов температуропроводности и диффузии в газовой среде

$$a_m = D \quad (15)$$

безразмерные формы уравнений (9), (10), (13) совпадают:

$$\begin{aligned} \frac{1}{Pe} \frac{d}{d\bar{x}} \left(\frac{\bar{\lambda}_g}{\bar{C}_p} \frac{d\Delta\bar{H}}{d\bar{x}} \right) - \frac{d\Delta\bar{H}}{d\bar{x}} + \frac{d\chi}{d\bar{t}} &= 0, \\ \frac{1}{Pe_D} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{D} \bar{\rho}_g \frac{\partial \bar{a}_{2i}}{\partial \bar{x}} \right) - \frac{\partial \bar{a}_{2i}}{\partial \bar{x}} + \frac{d\chi}{d\bar{t}} &= 0, \\ \frac{1}{Pe_D} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{D} \bar{\rho}_g \frac{\partial \bar{a}_{1i}^*}{\partial \bar{x}} \right) - \frac{\partial \bar{a}_{1i}^*}{\partial \bar{x}} + \frac{d\chi}{d\bar{t}} &= 0. \end{aligned}$$

В этих уравнениях \bar{a}_{1i}^* – убыль исходного реагента a_{1i} ($i=1,2, \dots, n$) относительно своего первоначального значения: $a_{1i}^* = a_{1i}^0 - a_{1i}$, дополнительно нормированная относительно мощности источника. При выполнении условий (14), (15) тепловой и диффузионный критерии Пекле в безразмерных уравнениях тоже совпадают: $Pe = Pe_D$. При этом, согласно теории подобия [8], совпадают и безразмерные параметры:

$$\Delta\bar{H} = \bar{a}_{2i} = \bar{a}_{1i}^*. \quad (16)$$

В теории горения условия (14), (15) известны как модель Зельдовича [14], согласно которой в зоне горения выполняются соотношения вида [15]

$$\frac{T - T_S}{T_m - T_S} = \frac{a_{2i} - a_{2i}(T_S)}{a_{2i}(T_m) - a_{2i}(T_S)} = \frac{a_{1i} - a_{1i}(T_S)}{a_{1i}(T_m) - a_{1i}(T_S)}. \quad (17)$$

При наличии твердых частиц безразмерная форма уравнения теплопроводности (1) отличается от безразмерной формы уравнений диффузии (2) благодаря появлению дополнительных сомножителей, связанных с теплоемкостью твердых частиц при старшей производной. Но если пренебречь влиянием теплопроводности и диффузии на процесс аналогично тому, как это сделано в математической модели горения газовой среды в канальном реакторе [16], то мы получаем совпадение безразмерных параметров и в случае двухфазной среды. При этом, согласно [8], имеет место частичное подобие в рассматриваемом процессе.

При пренебрежении влиянием теплопроводности уравнение (13) приобретает вид

$$-(Cg_p + C_p)(\rho_g u_g) \frac{\partial T}{\partial x} + S_H C_{11}^0 \frac{d\chi}{dt} = 0, \quad (18)$$

а уравнения (9) и (10) при пренебрежении диффузионным членом –

$$-\rho_g u_g \frac{\partial a_{1i}}{\partial x} - \mu_{1i} C_{11}^0 \frac{v_{1i}}{v_{11}} \frac{d\chi}{dt} = 0, \quad (19)$$

$$-\rho_g u_g \frac{\partial a_{2i}}{\partial x} + \mu_{2i} C_{11}^0 \frac{v_{2i}}{v_{11}} \frac{d\chi}{dt} = 0. \quad (20)$$

Уравнения (18)–(20) представляют собой сингулярное вырождение уравнений (9), (10), (13) при $D \rightarrow 0$ и $\lambda_g \rightarrow 0$. В этом случае, как показано в [17], наиболее сильные изменения в решении задачи будут локализованы в области, примыкающей к начальной точке $T = T_S$.

Вне этой зоны решения уравнений (9), (10), (13) будут определяться с точностью до малых поправок решением уравнений (18)–(20). То есть, пренебрегая влиянием теплопроводности газовой среды и диффузией отдельных компонент в газовой смеси, можно считать, что соотношения вида (17) приближенно выполняются и в случае двухфазной среды.

Для определения функции Φ_V в уравнении (1), обратимся к рассмотрению близкого объекта: канальному химическому реактору, у которого на вход поступает заранее подготовленная и перемешанная смесь газообразных реагентов,двигающихся по каналу реактора в ламинарном режиме [16]. В Интернете представлены программы, в которых решение задачи о протекании химических реакций в движущейся газовой среде применительно к канальному химическому реактору осуществляется путем прямого численного решения системы дифференциальных уравнений, детально описывающих кинетику химического процесса и включающих в себя уравнения (1) и (2). При этом возможности математического описания охватывают случаи разветвленных химических реакций, которые имеют место при горении газовой смеси. Если на входе в такой химический реактор задать состав газовой смеси, которая образуется при разложении твердого топлива в газогенераторе, установить на входе в реактор температуру, равную температуре твердой поверхности заряда, давление как в газогенераторе, то программа в результате расчета дает функцию Φ_V , близкую к функции Φ_V для газогенератора.

Для описания процессов в химическом реакторе уравнения (1), (2) используются в вырожденной форме [16]:

$$\begin{aligned} -(Cg_p + C_p)(\rho_g u_g) \frac{\partial T}{\partial x} + \Phi_V &= 0, \\ -u_g \rho_g \frac{\partial a_{1,i}}{\partial x} - W_{1,i} &= 0, \\ -u_g \rho_g \frac{\partial a_{2,i}}{\partial x} + W_{2,i} &= 0. \end{aligned}$$

Если ввести время протекания реакции τ , то эти уравнения можно записать так:

$$\begin{aligned} -(Cg_p + C_p) \rho_g \frac{\partial T}{\partial \tau} + \Phi_V &= 0, \\ -\rho_g \frac{\partial a_{1,i}}{\partial \tau} - W_{1,i} &= 0, \\ -\rho_g \frac{\partial a_{2,i}}{\partial \tau} - W_{2,i} &= 0. \end{aligned} \tag{21}$$

Как следует из уравнений (21), изменения в величине u_g не вызывают изменений в величине T и функциях источников Φ_V , $W_{1,i}$, $W_{2,i}$. Поэтому уравнения в форме (21) не зависят от скорости потока в канале реактора, т.е. решения уравнений являются автомодельными по числу Рейнольдса.

Следовательно, при пренебрежении эффектами, связанными с теплопроводностью и диффузией отдельных компонентов в газовой смеси, функцию источника в уравнении (1) можно считать функцией

$$\Phi_V = \Phi_V(T, p). \tag{22}$$

Нетрудно видеть, что при $\Phi_V = 0$ и $W_i = 0$ производные в уравнениях (21) тоже равны нулю. То есть на входе в канальный реактор тепловой поток, направленный к входу в реактор, равен нулю. В условиях газогенератора, в общем случае, тепловой поток на поверхность твердого топлива отличен от нуля. Приближенное решение задачи с неравным нулю тепловым потоком, поступающим на поверхность твердого топлива, будем искать для функции Φ_V в виде

$$\Phi_V \approx \bar{\Phi}_{V1}(T) \Phi_{V2}(p),$$

где $\bar{\Phi}_{v1}(T)$ это безразмерная функция, которая в какой – то точке $T = T_{EX}$ достигает своего максимального значения $\bar{\Phi}_{v1}(T_{EX}) = 1$, а во всех остальных точках $\bar{\Phi}_{v1} < 1$. Функция Φ_{v2} имеет смысл величины масштаба функции Φ_v , определяемой в точке $T = T_{EX}$. Типичный вид функции $\bar{\Phi}_{v1}(T)$ для канального химического реактора, на вход в который поступает смесь газообразных реагентов с составом, соответствующим составу продуктов разложения модельного газогенераторного топлива, состоящего из 60 % перхлората аммония (окислитель) и 40 % порошкообразного полиэтилена (горючее) [18], при давлениях 5 МПа и 10 МПа, представлен на рисунке 1.

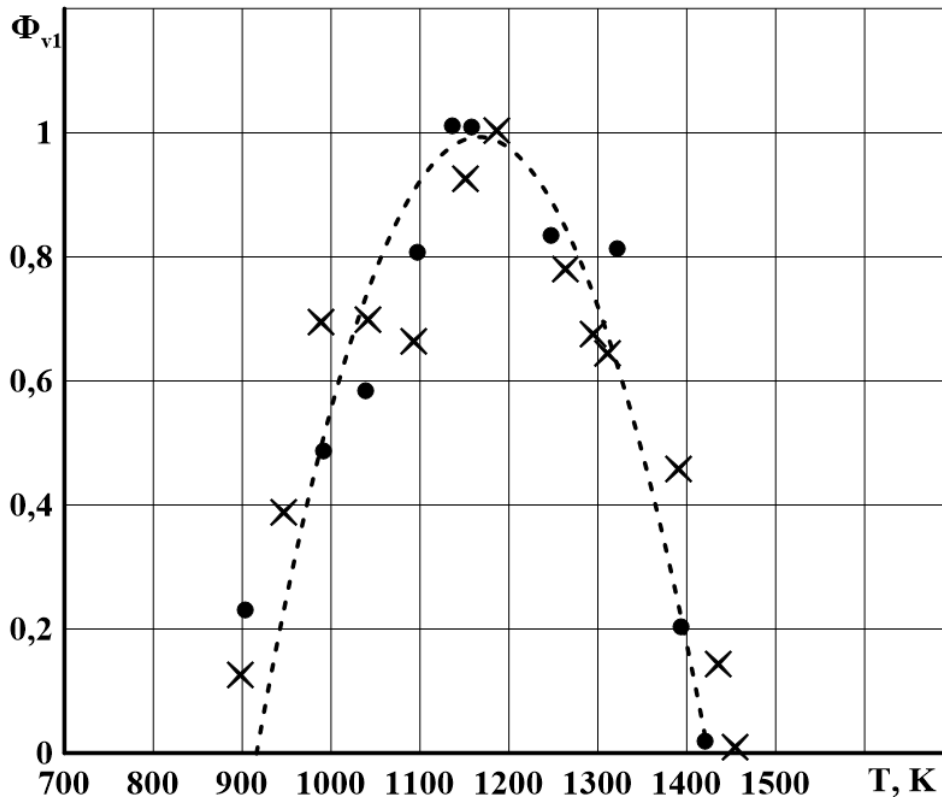


Рис. 1. Вид функции $\bar{\Phi}_{v1}(T)$ для канального химического реактора, на вход в который поступает смесь газообразных реагентов, с составом, соответствующим составу газообразных продуктов разложения модельного газогенераторного топлива, состоящего из 60 % перхлората аммония и 40 % полиэтилена при давлениях 5 и 10 МПа полученный с помощью программы Cantera [16]

Как видно, давление оказывает слабое влияние на функцию $\bar{\Phi}_{v1}(T)$, в то время как на величину Φ_{v2} давление влияет сильно. При увеличении давления в два раза функция Φ_{v2} возрастает в пять раз. В реальных условиях функции Φ_{v2} и Φ_v имеют очень большие числовые значения. Поэтому уравнение теплопроводности (1) относится к так называемым жестким уравнениям, в которых численные значения градиентов $\frac{\partial T}{\partial x}$ и $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ велики. Чтобы смягчить проблемы, связанные с численным решением так называемых жестких уравнений, перейдем в уравнении (1) к новому аргументу – температуре среды T . При этом уравнение (1) приобретает форму уравнения Абеля II рода [19]

$$q \frac{dq}{dT} - (Cg_p + C_p)(\rho_g u_g)q + \lambda_g \Phi_v = 0 \quad (23)$$

с граничными условиями:

$$T = T_S \quad (24)$$

$$q = q_S$$

$$T = T_m \quad (25)$$

$$q = 0$$

Координата x определяется из закона Фурье. Специфика уравнения (23) заключается в том, что для обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка здесь сформулирована краевая задача, включающая в себя два граничных условия (24) и (25). При заданной величине $(\rho_g u_g)$ она имеет решение только при определенном значении параметра Φ_{V2} , для которого параметр $(Cg_p + C_p)(\rho_g u_g)$ становится собственным значением дифференциального оператора:

$$L(q) = q \frac{dq}{dT} + \lambda_g \bar{\Phi}_{V1} \Phi_{V2},$$

в то время как функция $q(T)$ становится собственной функцией этого оператора [20].

Для поиска решения уравнения (23) его целесообразно привести к безразмерному виду. Для этого величину

$$q_m = (Cg_p + C_p)(\rho_g u_g)(T_m - T_S) \quad (26)$$

примем как характерный масштаб величины теплового потока и используем ее для образования безразмерной величины теплового потока:

$$\bar{q} = \frac{q}{q_m}. \quad (27)$$

Введя безразмерные величины температуры $\bar{T} = \frac{T - T_S}{T_m - T_S}$ и удельной теплопроводности

$\bar{\lambda}_g = \frac{\lambda_g(T)}{\lambda_g(T_m)}$, получаем уравнение (26) в безразмерной форме:

$$\bar{q} \frac{d\bar{q}}{d\bar{T}} - \bar{C}\bar{q} + K_\Phi \bar{\lambda}_g \bar{\Phi}_{V1}(\bar{T}) = 0. \quad (28)$$

В этом уравнении параметр \bar{C} представляет отношение

$$\bar{C} = \frac{(Cg_p + C_p(T))}{C_p(T_m)},$$

а параметр K_Φ – соотношение

$$K_\Phi = \frac{\Phi_{V2}}{\Phi_{V\text{sup}}}.$$

K_Φ можно рассматривать как отношение двух скоростей тепловыделения: Φ_{V2} и $\Phi_{V\text{sup}}$ – характерного масштаба скорости объемного тепловыделения, определяемого выражением

$$\Phi_{V\text{sup}} = \frac{q_m^2}{\lambda(T_m)(T_m - T_S)}.$$

Численно решая уравнение (28) совместно с граничными условиями

$$\bar{T} = 0$$

$$\bar{q}_s = \frac{q_s}{q_m} \quad (29)$$

$$\bar{T} = 1$$

$$\bar{q} = 0' \quad (30)$$

получим безразмерную функцию $\bar{q}(\bar{T})$ и значение K_Φ , при которой эти граничные условия выполняются. При этом величина Φ_{V_2} , получаемая из решения задачи (28)–(30), как правило, не соответствует величине Φ_{V_2} , получаемой из расчетов химического реактора. Поэтому решение задачи (28)–(30) приходится повторять несколько раз для различных значений массовой скорости $(\rho_g u_g)$. По результатам полученных решений строится функция, показывающая изменение энтальпии 1 кг газа, по результатам решения задачи

$$\Delta H_g = \frac{1}{(\rho_g u_g)_0} \int_0^L \bar{\Phi}_{V_1}(x) \Phi_{V_2}(x) dx. \quad (31)$$

На рисунке 2 изображено изменение энтальпии газа ΔH_g (31) в зависимости от массового расхода $(\rho_g u_g)$, получаемого для случая горения газовой смеси образующейся при горении модельного газогенераторного топлива, состоящего из 60 % ПХА и 40 % полиэтилена.

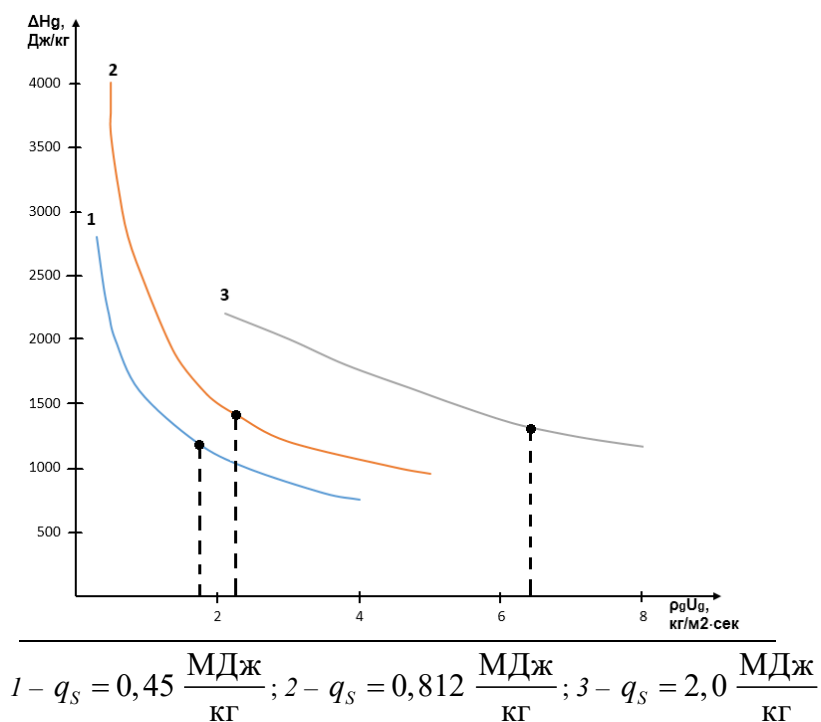


Рис. 2. Количество тепла, которое должно выделиться в 1 кг смеси газообразных реагентов, получаемых при разложении модельного газогенераторного топлива, состоящего из 60 % перхлората аммония и 40 % полиэтилена при давлении 5 МПа. Черными точками отмечено количество тепла, которое выделяется в 1 кг смеси при величине Φ_{V_2} получаемой из решения задачи (28)–(30), равной величине Φ_{V_2} , получаемой из расчетов химического реактора

Величина q_s вдоль получаемой кривой (кривые 1, 2, 3) остается постоянной, а величина Φ_{V_2} меняется в зависимости от величины $(\rho_g u_g)$. При некотором значении $(\rho_g u_g)$, отмечен-

ном на кривой черной точкой, величина Φ_{V_2} , получаемая из решения задачи (28)–(30), становится равной величине Φ_{V_2} , получаемой из расчета химического реактора. Эта точка обозначает величину массового расхода газа, при котором, заданная величина теплового потока q_s , поступающего из газовой фазы, будет обеспечена кинетикой химических реакций протекающих в газовой фазе. Множество полученных точек, определяет зависимость величины теплового потока, который может достигнуть поверхности k -фазы, от массового расхода газа. То есть мы получаем зависимость

$$q_{s+0} = f(\rho_g u_g),$$

которую в состоянии обеспечить кинетика химических реакций, протекающих в газовой фазе при заданном давлении в газогенераторе.

Стационарное горение заряда в газогенераторе возможно при соблюдении очевидных условий:

$$\begin{aligned} \rho_c u_c &= \rho_g u_g \\ T &= T_s \\ q_{s-0} &= q_{s+0} \end{aligned} \quad (32)$$

Чтобы найти условия, при которых они выполняются, на основании математической модели процессов, происходящих в k -фазе, определяется функция $q_{s-0} = f(\rho_c u_c)$ зависимости величины теплового потока (q_{s-0}), который должен приходить со стороны газовой фазы от массовой скорости горения k -фазы- ($\rho_c u_c$) [21]. Выполнение условий (32) определяет скорость горения твердого топлива в газогенераторе и количество тепла, которое может выделиться в газовой фазе при заданном давлении. Если функции $q_{s+0} = f(\rho_g u_g)$ и $q_{s-0} = f(\rho_c u_c)$ не имеют общей точки пересечения, то такое топливо при заданном давлении не способно к горению.

Применение общедоступных программных средств, предназначенных для расчета кинетики химических процессов в условиях канального химического реактора, позволяет определить все необходимые параметры процессов горения в газовой фазе применительно к условиям низкотемпературного газогенератора.

Список литературы и источников

1. Физико-химические основы создания элементов снаряжения низкотемпературных газогенераторов различного назначения / В. А. Шандаков, А. С. Жарков, В. Н. Стрельников [и др.]. – М. : Физматлит, 2011. – 152 с. – Текст : непосредственный.
2. Титова Н. С., Торохов С. А., Старик А. М. Особенности воспламенения и горения тяжелых углеводородов и холоднопламенные явления // Неравновесные физико-химические процессы в газовых потоках и новые принципы организации горения / под ред. А. М. Старика // Труды ЦИАМ. – 2011. – № 1348. – С. 88–110. – Текст : непосредственный.
3. Титова Н. С., Торохов С. А., Старик А. М. Разработка реакционных механизмов для описания воспламенения и горения сложных углеводородных топлив, включая авиационные керосины // Неравновесные физико-химические процессы в газовых потоках и новые принципы организации горения / под ред. А. М. Старика // Труды ЦИАМ. – 2011. – №1348. – С. 111–130. – Текст : непосредственный.
4. Редуцированные кинетические механизмы окисления метана и н-декана / П. С. Кулешов, А. М. Старик, Н. С. Титова, С. А. Торопов // Фундаментальные и прикладные проблемы газовой динамики и физической химии в авиационном двигателестроении / под ред. А. И. Ланшина. – М. : ЦИАМ, 2020. С. 147–153. – Текст : непосредственный.
5. Beckstead M.W., Puduppakkam K., Thakre P., Yang V. (2007) Modeling of Combustion and Ignition of Solid Propellant Ingredients. Progress in Energy and Combustion Science, vol. 33, pp. 497-551. – Текст : непосредственный.
6. Lengelle G., Duterque J., Trubert J.F. (2002) Combustion of Solid Propellants. Paper presented at the RTO/VKI Special Course on "Internal Aerodynamics in Solid Rocket Propulsion", held in Rhode-Saint-Genese, Belgium, 27-31 May 2002, № RTO-EN-023, 63 p. – Текст : непосредственный.

7. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ современных моделей стационарного горения смесевых твердых топлив // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т. 22, № 6. – С. 315. – Текст : непосредственный.
8. Гухман А. А., Зайцев А. А. Обобщенный анализ. – М. : Факториал, 1998. – 304 с. – Текст : непосредственный.
9. Дейч М. Е., Филлипов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. – М. : Энергия, 1968. – 424 с. – Текст : непосредственный.
10. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Теория волн горения в гомогенных средах. – Черноголовка : Изд-во Института структурной макрокинетики РАН, 1992. – 161 с. – Текст : непосредственный.
11. Брыляков К. П., Антонов А. А. Курс лекций по химической кинетике. – Долгопрудный : Интеллект, 2022. – 288 с. – Текст : непосредственный.
12. Синдицкий В. П. О природе ведущей реакции при горении энергетических материалов по газофазной модели // Физика горения и взрыва. – 2007. – Т. 43, № 3. – С. 59–71. – Текст : непосредственный.
13. Герасимов Я. И., Древинг В. П., Еремин Е. Н. Курс физической химии. – М. : Химия, 1964. – Т. 1. – 624 с. – Текст : непосредственный.
14. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физический и химический аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. – М. : Физматлит, 2006. – 352 с. – Текст : непосредственный.
15. Зельдович Я. Б., Франк - Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени // Теория горения и взрыва. – М. : Наука, 1981. – С. 243–250. – Текст : непосредственный.
16. Goodwin D. G., Moffat H. K., Speth R. L. Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes. <http://www.cantera.org>, 2017. Version 2.3.0. doi:10.5281/zenodo.170284. – Текст : электронный.
17. Вишик М. И., Люстерник Л. А. Регулярное вырождение и пограничный слой для линейных дифференциальных уравнений с малым параметром // Успехи математических наук. – 1957. – Т. XII. – Вып. 5 (77) сентябрь – октябрь. – С. 3–122. – Текст : непосредственный.
18. Yanovskiy L.S., Averkov I.S., Baikov A.V., Zholudev A.F., Kislov M.B., Strunin V.A., Toktaliev P.D., Shikhovtsev A.V. (2017) Research of Solid Propellant Burning Process in Low Temperature Aeroengine Gas Generator. Proceedings XXIII ISABE 2017 – 22564, Manchester, England, 3-8 September, 2017. Pp.1-13. – Текст : непосредственный.
19. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М. : Наука. 1971. – 576 с. – Текст : непосредственный.
20. Колмогоров А. Н., Фомин С. В. Элементы теории функций и функционального анализа. – М. : Наука. 1981. – 624 с. – Текст : непосредственный.
21. Полуэмпирическая методика определения основных баллистических параметров горения газогенераторных составов с высоким содержанием металла / Яновский Л. С., Казаков А. И., Байков А. В., Жолудев А. Ф., Кислов М. Б., Заславский Г. Е., Попов К. В., Токталиев П. Д., Шаров М. С. // Сборник трудов 11-й Всероссийской конференции по внутрикамерным процессам и горению в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOS-2023), Россия, Ижевск, 14–16 июня 2023 г. – Ижевск : УдмФИЦ УроРАН, 2024. – С. 219–229. – Текст : электронный.

ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА МОДИФИЦИРУЮЩИХ ДОБАВОК ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ЭКСС БЫСТРОГОРЯЩИМИ ОКИСЛИТЕЛЯМИ

С. А. Гусев, Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко, В. Л. Златкина

Военная академия ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого
Балашиха, Россия

Аннотация. Развита представления о влиянии теплофизических характеристик полимерной матрицы на закономерности скорости горения ЭКС с быстрогорящими окислителями. На основе этих представлений предложены способы выбора эффективных модификаторов горения металлизированных и безметалльных ЭКС с быстрогорящими окислителями по их влиянию на изменение теплофизических характеристик вулканизатов. Показано, что модифицирующие добавки, выбранные по предложенным способам, являются наиболее эффективными регуляторами скорости горения указанных ЭКС.

Ключевые слова: скорость горения, теплофизические характеристики, энергетические конденсированные системы.

В последние годы для повышения энергомассовых характеристик смесевых энергетических конденсированных систем (ЭКС) в их состав вводят энергоемкие вещества-окислители, которые отличаются повышенными скоростями горения. Известно, что гетерогенные модификаторы горения (МГ), используемые в ЭКС на основе перхлората аммония, обладают низкой эффективностью при регулировании скорости горения систем с быстрогорящими окислителями типа АДНА, горящих по «эстафетному» механизму [1–5, 8–10].

В соответствии с этим возникла необходимость в разработке нового подхода к выбору эффективных модификаторов для регулирования скорости горения топлив с быстрогорящими окислителями (БГО).

На основании анализа особенностей «эстафетного» механизма горения указанных ЭКС предложено решать эту задачу путем направленного воздействия модификаторов на теплофизические характеристики вулканизатов, в состав которых входят все компоненты систем, кроме БГО. При этом исходили из того, что в процессе горения рассматриваемых ЭКС происходит передача теплового потока через прослойку вулканизата, а также диспергирование практически непиролизированных его частиц (фрагментов), обладающих сравнительно высокими значениями удельной теплоемкости ($C \sim 1,3$ кДж/кг), из конденсированной в газовую фазу. Диспергирование частиц вулканизата не может не влиять на тепловой баланс в реакционной зоне конденсированной фазы, а значит и на скорость горения ЭКС. Причем степень этого влияния, определяемая прогревом диспергируемых фрагментов, зависит от тепло- и температуропроводности вулканизата. Наряду с этим теплофизические характеристики вулканизата определяют и скорость распространения тепловой волны между частицами окислителя. Исходя из этого можно ожидать существенного влияния тепло- и температуропроводности вулканизата на скорость горения ЭКС.

С целью выявления направления изменения скорости горения рассматриваемых ЭКС от изменения температуропроводности вулканизата были рассмотрены некоторые известные положения теории ЭКС. В соответствии с тепловой теорией [3] скорость горения прямо пропорциональна скорости выделения тепла в единице объема зоны реакций (\dot{Q}_p) и обратно пропорциональна скорости прогрева (\dot{Q}_k) единицы объема конденсированной фазы:

$$U_1 \sim \dot{Q}_p / \dot{Q}_k, \quad (1)$$

$$\dot{Q}_k = \dot{Q}_{ок} + \dot{Q}_в, \quad (2)$$

где $\dot{Q}_{ок}$ и $+\dot{Q}_в$ – скорость поглощения тепла, соответственно, окислителем и вулканизатом в единице объема конденсированной фазы.

При фиксированных внешних условиях горения систем $\dot{Q}_{ок}$ можно считать практически постоянной. Поэтому в соответствии с выражением (1) увеличение $\dot{Q}_в$ должно приводить к снижению скорости горения ЭКС. При этом минимального значения скорость горения должна достичь в случае максимальной степени прогрева фрагментов ($n = \dot{Q}_в / \dot{Q}_{вmax}$) перед их диспергированием в газовую фазу. В свою очередь, степень прогрева диспергируемых фрагментов пропорциональна коэффициенту теплопроводности вулканизата ($\chi_в$) и может достигать максимального уровня ($n = 1$) только при некотором предельном его значении ($\chi_{кпр1}$), при котором средняя температура прогрева фрагментов перед их диспергированием в газовую фазу равна температуре поверхности горячей системы. В соответствии с выражением (1) при достижении $\chi_{кпр1}$ и $n = 1$ должна наблюдаться минимальная скорость горения, а дальнейшее увеличение теплопроводности вулканизата не должно оказывать влияния на скорость горения ЭКС. Характер зависимости U_1 от изменения теплопроводности вулканизата представлен на рисунке 1, а.

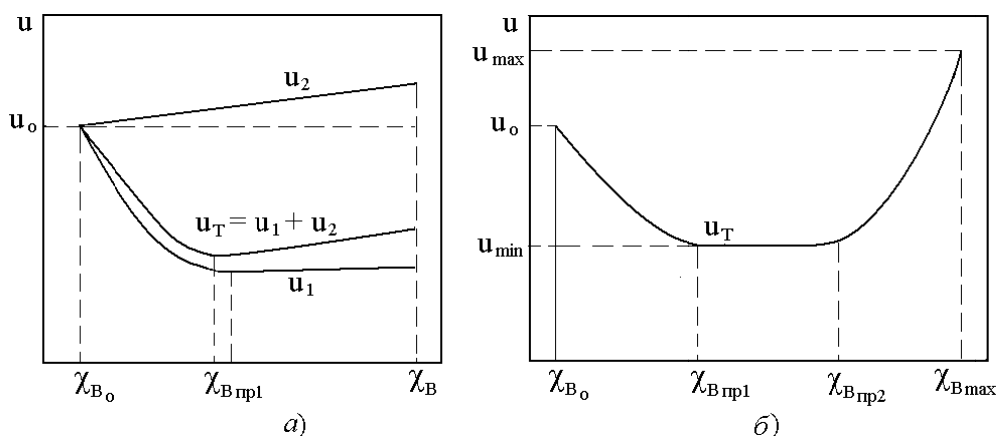


Рис. 1. Взаимосвязь скорости горения ЭКС с теплопроводностью вулканизата

Наряду с этим известно [8], что скорость горения ЭКС, горящих по «эстафетному» механизму, удовлетворительно описывается зависимостью

$$U_2 = (d_{ок} + h) / (\tau_{ок} + \tau_h), \quad (3)$$

где $d_{ок}$ – диаметр гранул окислителя; h – минимальный размер прослоек вулканизата между гранулами окислителя; $\tau_{ок} = d_{ок} / U_в$ – время выгорания гранул окислителя; $U_в = U_{ок} / \sqrt{e}$ – минимальная скорость выгорания гранул окислителя; $U_{ок}$ – скорость горения окислителя при давлении (P); $\tau_h = F_h^2 / \chi_в$ – время прогрева вулканизата в прослойке h до температуры воспламенения окислителя; F – критерий Фурье.

В соответствии с выражением (3) при увеличении теплопроводности в диапазоне ее изменения для реальных вулканизатов [7] ($\chi_в = 10^{-6} \dots 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$) вследствие уменьшения τ_h должен наблюдаться плавный рост скорости горения (U_2) рассматриваемых ЭКС (рис. 1). Учитывая зависимости (1) и (3), суммарное изменение скорости горения ЭКС ($U_T = U_1 + U_2$) при увеличении теплопроводности от $\chi_{в0}$ до некоторого значения $\chi_{в1}$ может иметь экстремальный характер (рис. 1).

Следует отметить, что формально $\chi_в$ может достичь такого значения ($\chi_{вкпр2}$), при котором воспламенение гранул окислителя, находящихся у нижних поверхностей фрагментов ГСВ, будет происходить до завершения процесса выгорания рядом находящихся гранул окислителя. Это может быть связано с тем, что скорость распространения по вулканизату тепловой волны, обеспечивающей воспламенение гранул окислителя, будет выше скорости выгорания частиц окислителя. Очевидно, что при увеличении теплопроводности вулканизата более $\chi_{вкпр2}$ должно наблюдаться более резкое возрастание скорости горения ЭКС (рис. 1, б), чем рассматриваемое по зависимости (3).

Для подтверждения указанного характера взаимосвязи скорости горения с теплопроводностью вулканизатов необходимо определить возможный диапазон из-

менений предельных значений $\chi_{кпр1}$, $\chi_{кпр2}$ и сравнить их с диапазоном изменения температуропроводности реальных вулканизатов.

Для определения возможного диапазона изменения в ЭКС значений $\chi_{кпр1}$ и $\chi_{в.кпр2}$ на основании известного принципа сложной суперпозиции [6] разработана инженерная методика расчета степени прогрева фрагментов перед их диспергированием из конденсированной фазы при горении модельных топлив с монодисперсным окислителем.

В соответствии с разработанной методикой значения $\chi_{кпр1}$ рассчитываются по соответствующему алгоритму, а значения $\chi_{в.кпр2}$ для каждого давления определяются по формуле

$$\chi_{в.кпр2} = 0,85 U_{ок} d_{ок} F(1,41 C_{об} - 0,86)^2, \quad (4)$$

где $C_{об}$ – объемная доля окислителя в топливе.

При этом значение критерия Фурье для каждого давления определяют по номограммам [6], используя температурный параметр

$$\eta = (T_{п} + T_{в}) / (T_{п} - T_0), \quad (5)$$

где $T_{п}$ – температура поверхности горящего ЭКС при заданном давлении P ; $T_{в}$ – температура воспламенения БГО; T_0 – начальная температура ЭКС.

По результатам расчета при варьировании исходных данных в пределах $C_{об} = 0,65...0,70$; $d_{ок} = 5...200$ мкм; $P = 3...8$ МПа установлено, что диапазон изменения предельных значений коэффициентов температуропроводности составляет:

$$\begin{aligned} \chi_{кпр1} &= 1,3 \cdot 10^{-7} \dots 9,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}; \\ \chi_{в.кпр2} &= 3,6 \cdot 10^{-7} \dots 18,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}. \end{aligned}$$

В свою очередь, экспериментально при различных температурах (от 25 °С до температуры начала интенсивного разложения ($T_{н.и.р}$)) определено, что для реальных вулканизатов коэффициент температуропроводности изменяется в диапазоне $10^{-7}...10^{-6}$ м²/с.

Сравнение расчетных значений $\chi_{кпр1}$ и $\chi_{в.кпр2}$ с экспериментально установленным диапазоном изменения коэффициента температуропроводности вулканизатов свидетельствует о том, что они частично совпадают. Это подтверждает возможность реализации для ЭКС с быстрогорящими окислителями характера взаимосвязи $U(\chi_{в})$ (рис. 1). В соответствии с полученными теоретическими и экспериментальными результатами и было высказано предположение, что добавки, увеличивающие $\chi_{в}$, могут как ускорять, так и замедлять скорость горения систем с БГО.

С целью экспериментального подтверждения указанных предположений в качестве регуляторов тепло- и температуропроводности вулканизатов были испытаны добавки с различными физико-химическими свойствами (высокодисперсные сажи, графиты и композиционные материалы на основе углеродной матрицы, медный и алюминиевые порошки с различной удельной поверхностью, синтетический алмазный порошок с размером частиц менее 1 мкм и др.).

На основании полученных результатов установлено, что наибольшее влияние на изменение $\chi_{в}$ оказывают добавки, обладающие следующими основными теплофизическими характеристиками: $\lambda > 100$ Вт/м·К; $\chi_{в} > 10^{-5}$ м²/с; $S_{уд} > 5 \cdot 10^4$ м²/кг; $\rho < 3 \cdot 10^3$ кг/м³.

Наиболее эффективными в различных по составу вулканизатах оказались высокодисперсные графитные порошки марок С-1, С-3 (ОСТ 6-08-431–75) и ГК-1, ГК-3 (ГОСТ 444–72), которые были исследованы в качестве возможных модификаторов горения.

В результате изучения влияния выбранных порошков графита на скорость горения модельных ЭКС с разным объемным содержанием и диаметром гранул БГО, а также на изменение температуропроводности соответствующих вулканизатов экспериментально подтверждена теоретически обоснованная взаимосвязь скорости горения и $\chi_{в}$. При этом установлено, что эффективность модификаторов в регулировании скорости горения рассматриваемых ЭКС зависит от степени влияния их на изменение температуропроводности вулканизатов. Так, например, на рисунке 2 представлены зависимости скорости горения модельных топливных композиций с разным диаметром гранул БГО, содержащих (% масс): окислителя – 70; алюминиевого порошка – 20; ГСВ на основе полибутадиенового каучука – 10 от содер-

жания графитов С-1 и С-3 и, соответственно, от изменения при этом температуропроводности вулканизата, состоящего из алюминиевого порошка – 66,7 и ГСВ – 33,3 (% масс).

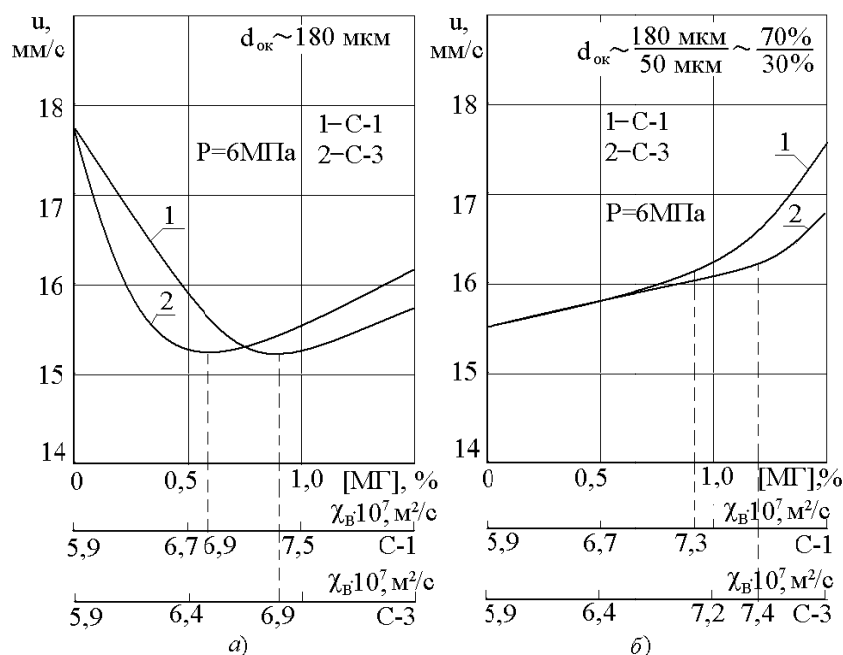


Рис. 2. Влияние модификаторов на температуропроводность вулканизата и скорость горения композиций с разным диаметром гранул окислителя

Экспериментально показано, что при введении в модельную ЭКС со средним диаметром гранул окислителя ~ 180 мкм (рис. 2, а) графита С-1 в количестве 0,6 % масс или 0,9 % масс графита С-3 наблюдается увеличение χ_v на 17 %, что приводит к одинаковому снижению скорости горения ЭКС на 15 %. В связи с тем что при введении в топливо 1,5 % масс. графита С-1 χ_v возрастает на 41 %, а при введении аналогичного количества графита С-3 – всего на 32 %, наблюдается увеличение скорости горения модельной ЭКС с двухфракционным окислителем на 16 и 10 % соответственно (рис. 2, б). Следует отметить, что при введении в исследуемые модельные ЭКС других гетерогенных модификаторов (высокодисперсные сажи, графитовые порошки ГК-1, ГК-3, металлосодержащие углеродные композиционные материалы) в тех же количествах указанные эффекты не достигаются. При этом экспериментально показано, что при введении в рассматриваемые модельные ЭКС высокодисперсных углеродных композиционных материалов, содержащих в качестве наполнителей железо, никель или оксид кальция, их эффективность в увеличении и снижении скорости горения образцов зависит не от химического состава модификаторов, а от их влияния на температуропроводность вулканизатов.

Полученные расчетно-экспериментальные результаты позволили разработать новый подход к выбору эффективных гетерогенных модификаторов для регулирования скорости горения ЭКС с быстрогорящими окислителями. Сущность его заключается в том, что наиболее эффективный модификатор горения из числа принципиально возможных, удовлетворяющих указанным выше требованиям, устанавливаются по результатам сравнительного анализа их влияния на изменение температуропроводности вулканизата при одинаковом их содержании в нем. Модифицирующая добавка, максимально повышающая χ_v , является наиболее эффективным модификатором горения соответствующей ЭКС. При этом необходимое количество выбранного эффективного модификатора для достижения минимальной скорости горения определяют по 3...5 сжиганиям образцов, а для оценки максимальной скорости горения достаточно провести одно сжигание с максимально возможным количеством выбранного модификатора, которые определяют по допустимому изменению энергетических или других характеристик ЭКС.

Однако добавки, выбранные по этому способу, являются эффективными модификаторами горения металлизированных ЭКС с высокой степенью наполнения БГО ($C_{ок} > 0,5$), так как в этом случае за счет введения малого количества МГ в топливо (1 % масс.) можно существенно изменить температуропроводность вулканизатов.

При малой степени наполнения ЭКС введение в них аналогичных количеств модификаторов горения приводит к существенно меньшему росту температуропроводности вулканизатов и соответственно к малому изменению скорости горения. Поэтому для низконаполненных ЭКС был предложен другой подход к выбору эффективных МГ. Суть его заключается в том, что для увеличения скорости горения таких ЭКС необходимо вводить добавки, которые сами должны существенно ускорять распространение тепловой волны от одной гранулы БГО к другой, т.е. выступать в роли «тепловых мостиков».

Для этого добавки должны обладать высокими значениями тепло- и температуропроводности, иметь линейную структуру ($l > d$), не изменять своего физического состояния в реакционной зоне k -фазы и быть достаточно инертными в этой зоне.

Анализ совокупности свойств различных материалов свидетельствует о том, что наиболее рациональное сочетание их у коротких углеволокон (УВ), которые обладают высокими значениями тепло- и температуропроводности, достаточно низкой плотностью, высокой термостойкостью и инертностью. Принципиальным вопросом при использовании углеволокон в качестве ускорителей скорости горения систем с БГО является выбор их оптимальной длины. Очевидно, что наибольший эффект в ускорении передачи тепловой волны от одной гранулы БГО к другой можно достичь при их длине равной сумме ширины прослойки горючего связующего (ГСВ) между гранулами окислителя (h) и радиусов двух соседних гранул ($r_1; r_2$):

$$l_{тэ} = h + r_1 + r_2, \quad (6)$$

$$h = 1/6\pi d_{ок}[1 - (C_{БГО}/C_{\Sigma ок})], \quad (7)$$

где $C_{БГО}$ и $C_{\Sigma ок}$ – объемная доля быстрогорящего окислителя и общее содержание окислителей в топливе соответственно.

Для проверки этого предположения была выбрана безметалльная композиция на основе изопренового каучука, содержащая (% масс.): БГО – 79 %; ПХА – 5 %; АСД – 2 %; ГСВ – 14 %, в которой $h = 10$ мкм, $d_{ср} = 300$ мкм и, соответственно, $l_{тэ} = 310$ мкм. В качестве теплопроводящих элементов использовали две партии сечки из высокомодульных углеволокон марки ВПР, имеющих наиболее высокие из отечественных УВ значения коэффициентов тепло- и температуропроводности ($\lambda = 260$ Вт/м·К; $\chi = 7,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с), отличающиеся средней длиной волокон 50 и 350 мкм. Углеволокна вводили в композицию в процессе изготовления образцов таким способом, чтобы в процессе смешения они практически не измельчались.

Для сравнительного анализа в ЭКС вводили и аналогичное количество высоко дисперсного графитового порошка С-1. Результаты экспериментальной оценки изменения теплофизических характеристик вулканизата и баллистических характеристик ЭКС представлены в таблице.

Результаты испытаний свидетельствуют о том, что наибольший прирост скорости горения композиции получен при использовании углеволокон с длиной, рассчитанной по зависимости (6), а прирост температуропроводности вулканизата при их введении оказался наименьшим. При этом отмечен достаточно высокий прирост скорости горения (до 31 %), который может быть обусловлен не только ускорением передачи тепловой волны в k -фазе от одной гранулы БГО к другой, но и увеличением теплопередачи из газовой в конденсированную фазу, выступающими над поверхностью горячей ЭКС высокотеплопроводными термостойкими углеволокнами. Использование более мелких волокон ВПР-50 и тем более графита С-1 привело не к росту, а к снижению скорости горения, особенно, при высоких давлениях. Эти результаты, с учетом влияния добавок на изменение температуропроводности вулканизата, хорошо согласуются с ранее установленными закономерностями, представленными на рисунке 1. Следует отметить важную для практики использования таких топлив особенность, что при введении предложенных МГ наблюдается существенное (до 33 %) снижение зависимости скорости горения от давления.

Влияние модификаторов горения на температуропроводность вулканизата и баллистические характеристики ЭКС

МГ	Массовая доля МГ, %	$l_{\text{ср.}}$ мкм	$\Delta\chi_{\text{в}}/\chi_{\text{в}}$, %	$\Delta U/U_0$, % при P, МПа			$\Delta v/v$ при $P = 6$ МПа
				4	6	10	
Без МГ	–	–	0	0	0	0	0
ВПП-350	0,5	350	3	26	16	6	–33
ВПП-350	1,0	350	5	31	20	9	–21
ВПП-350	0,5	50	6	2	–2	–12	–22
ВПП-350	1,0	50	9	13	6	–3	–25
С-1	0,5	3	8	0	–4	–10	–18
С-1	1,0	3	14	–4		–14	–24

Таким образом, полученные расчетные и экспериментальные результаты позволили установить зависимость скорости горения ЭКС с БГО от температуропроводности вулканизатов и на этой основе предложить способы выбора эффективных гетерогенных модификаторов горения для высоко- и низконаполненных систем. Выбранные в соответствии этими способами МГ, в частности высокодисперсные графитовые порошки и короткие углеволокна, показали высокую эффективность в регулировании баллистических характеристик указанных ЭКС, которую невозможно достичь при использовании других известных гетерогенных модификаторов.

Список литературы и источников

1. Price E.W. Effect of Multidimensional Flamelets in Composite Propellant combustion. *Journal of Propulsion and Power*. 1995. № 5. – Текст : электронный.
2. Chakravarthy S. The role of surface layer processes in solid propellant combustion. *Dissertation Abstracts International*, 1996. – Текст : электронный.
- 3 Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. – М. : Наука, 1967. – Текст : непосредственный.
4. Коэн Н. С. Обзор моделей горения смесевых твердых ракетных топлив // РКТ. – 1980. – № 4. – С. 189–209. – Текст : непосредственный.
5. Моделирование процессов горения твердых топлив / под ред. Г. В. Саковича. – Новосибирск : Наука, 1985. – Текст : непосредственный.
6. Пехович А. И., Жидких В. М. Расчеты теплового режима твердых тел. – Л. : Энергия, 1976. – Текст : непосредственный.
7. Милехин Ю. М., Гусев С. А., Жиров С. Г. Теплопроводность неоднородных материалов. – М. : Архитектура-С, 2006. – 124 с. – Текст : непосредственный.
8. Жуков Б. П. Энергетические конденсированные системы / под ред. Б. П. Жукова. – М. : Янус-К, 1999. – Текст : непосредственный.
9. Косточко А. В., Казбан Б. М. Пороха, твердые ракетные топлива и их свойства : учебное пособие. – М. : Инфра-М, 2013. – Текст : непосредственный.
10. Павловец Г. Я., Цуцуран В. И. Физико-химические свойства порохов и ракетных топлив Учебное пособие. – М.: Министерство обороны РФ, 2009.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕТРАДИЦИОННОЙ СХЕМЫ ВЫСТРЕЛА С ПАСТООБРАЗНЫМИ ТОПЛИВАМИ

А. С. Дьячковский¹, А. Н. Ищенко¹, К. С. Рогаев¹, Н. М. Саморокова¹, А. С. Шестопалова²

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики

Томского государственного университета, Томск, Россия

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Аннотация. В работе представлены результаты серии экспериментальных выстрелов с комбинированной схемой заряжения в условиях модельной баллистической установки калибром 12,7 мм при использовании высокоплотного пастообразного топлива, включенного в состав метательного заряда. Смоделировано образование присоединенного заряда. Показано повышение дульной скорости метаемого элемента при использовании комбинированной схемы заряжения в сравнении с классической схемой заряжения при сохранении максимального давления в выстреле. Проведен анализ полученных результатов.

Ключевые слова: баллистический стенд, пастообразное топливо, горение, комбинированная схема заряжения, присоединенный заряд, внутренняя баллистика.

Повышение дульной скорости метания является актуальной задачей внутренней баллистики. Одним из наиболее перспективных направлений повышения дульной скорости является применение нетрадиционных схем выстрела с высокоплотным зарядом (насыпная плотность превышает 1 г/см^3), имеющим более высокую скорость горения [1–5]. Наиболее перспективной нетрадиционной схемой метания, позволяющей без изменения максимального давления в камере заряжения повысить дульную скорость снаряда до 25 % в зависимости от типа метаемой установки, является схема метания с присоединенным зарядом (ПЗ) (рис. 1, а).

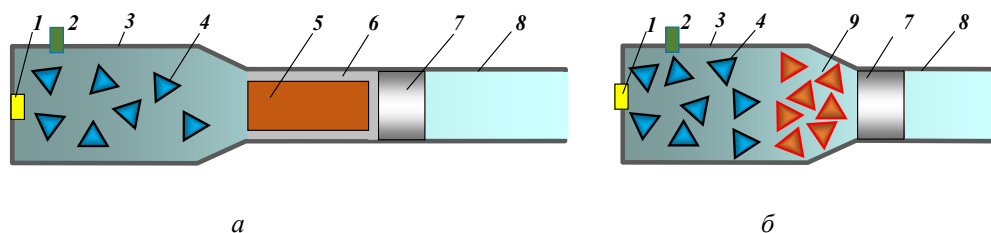


Рис. 1. Схема расположения основных компонентов заряда: а – схема выстрела с присоединенным зарядом; б – схема выстрела с комбинированным зарядом; 1 – воспламенитель; 2 – датчик давления; 3 – камера заряжения; 4 – зерновой заряд; 5 – топливо в присоединенном заряде; б – контейнер; 7 – снаряд; 8 – ствол; 9 – топливо в камере заряжения

Присоединенный заряд из перспективного высокоплотного топлива (ПВТ), располагающийся в стволе непосредственно за снарядом, позволяет повысить дульную скорость за счет увеличения массы заряда при повышении плотности заряжения; перераспределения давления по стволу (повышения давления непосредственно в заснарядном пространстве); реактивного подгона снаряда продуктами горения ПЗ в стволе.

Однако применение схемы выстрела с ПЗ является сложным для реализации в условиях гильзового заряжения или в артсистемах, где снаряд располагается в фиксированном сечении ствола. Схемой метания, в которой снаряд остается в неизменном положении, является комбинированная схема заряжения (рис. 1, б), где ПВТ размещается в верхнем полузаряде [6]. В данной схеме также реализуется повышение средней плотности заряжения и перераспределение энергии продуктов сгорания в заснарядном пространстве [6].

В работе представлены комплексные экспериментально-теоретические исследования для модельных пастообразных топлив (МПТ), используемых в комбинированной схеме заряжания. Исследования проводились на баллистической установке калибром 12,7 мм с объемом камеры заряжания 33 см³, входящей в состав баллистического стенда НИИ ПММ ТГУ [6–7] (рис. 2).

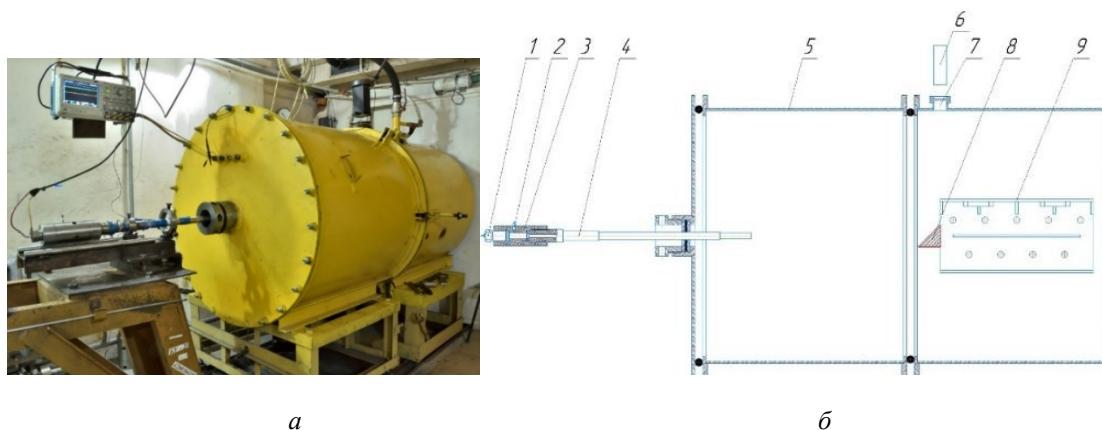


Рис. 2. Внешний вид (а) и схема (б) баллистической установки с вакуумным глушителем: 1 – винтовой затвор с воспламенителем; 2 – датчик давления; 3 – камера заряжания; 4 – канал ускорителя; 5 – вакуумный глушитель; 6 – СВЧ-радар; 7 – иллюминатор; 8 – отражатель для СВЧ-радара; 9 – пулеприемник

В процессе выстрела производилась регистрация максимального давления (p_{\max}) и зависимости давления ($p(t)$) от времени в камере заряжания при помощи пьезометрического датчика давления типа 2Т6000 (2) в совокупности с модулем усилителя заряда – комплексом «Нейва-10000»; скорость (V) метаемого элемента (МЭ) при движении по стволу длиной 5,0 м в процессе выстрела с помощью СВЧ-радаромарки ДДС-6000 (6) и скорость МЭ в момент вылета из ствола (V_d).

Обработка полученных экспериментальных результатов проводилась с помощью математической модели и численной методики расчета [8].

Исследования проводились для МПТ двух типов топлив марок Т1 и Т2 в комбинированной схеме заряжания, топлива различаются по физическим и химическим свойствам. Проведены несколько серий опытов: одна – с пороховым зарядом различной массой и две серии опытов с модернизированным зарядом: порох + Т1 и порох + Т2 (рис. 1, б). Масса МЭ во всех опытах составляла 30 г.

Модернизация заряда происходила за счет удаления части зернового заряда и заполнения освободившегося объема МПТ. При этом с учетом разницы плотностей заряжания зернового заряда $\approx 1,0$ г/см³ и топлива $\approx 1,5$ г/см³ общая плотность заряжания была повышена. В опытах с МПТ массой 5 г (полые значки) и 10 г (цветные) масса пороха варьировалась в диапазоне 10...15 г. Результаты расчетно-экспериментальной серии опытов в виде зависимости дульной скорости МЭ от максимального давления в камере заряжания представлены на рисунке 3.

Из рисунка видно, что при сохранении максимального давления скорость в комбинированной схеме заряжания выше, чем в классической. Для каждого типа МПТ увеличение его массы приводит к росту скорости при сохранении максимального давления. Также видно, что соответствующие зависимости с топливом марки Т1 находятся ниже, чем с топливом Т2, и имеют другой характер.

Опыт с инертным топливом (ИТ – негорящий аналог МПТ по физическим свойствам) позволил оценить вклад МПТ в горение комбинированного заряда. Сравнивая результаты опытов с ИТ, Т1 и Т2 при одинаковых условиях заряжания (рис. 4), можно увидеть, что на начальном этапе горения все зависимости давления в камере заряжания от времени совпадают (горит только пороховой заряд), но, начиная с определенного (для каждого топлива своего) момента начинают расходиться. Момент расхождения восходящих кривых давления (t_1 и t_2) характеризует начало горения исследуемого топлива (здесь и далее индекс 1 относится к топливу марки Т1, 2 – марки Т2 (рис. 4)).

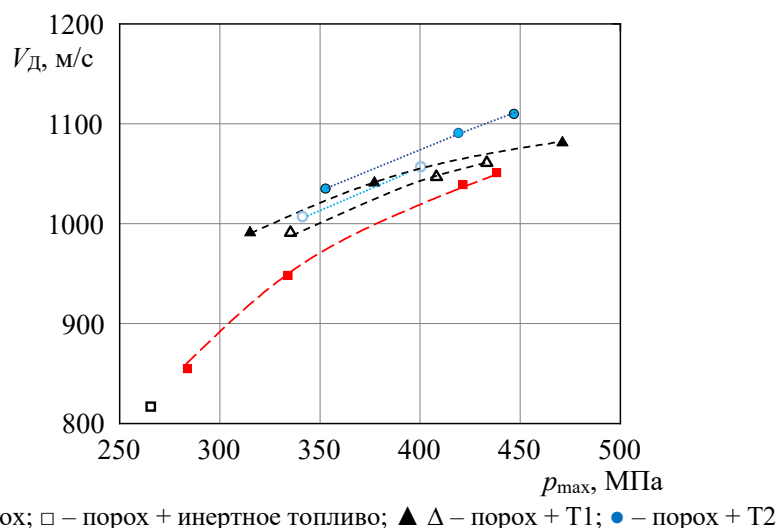


Рис. 3. Зависимость дульной скорости МЭ от максимального давления в камере при использовании классической и комбинированной схемы заряжания

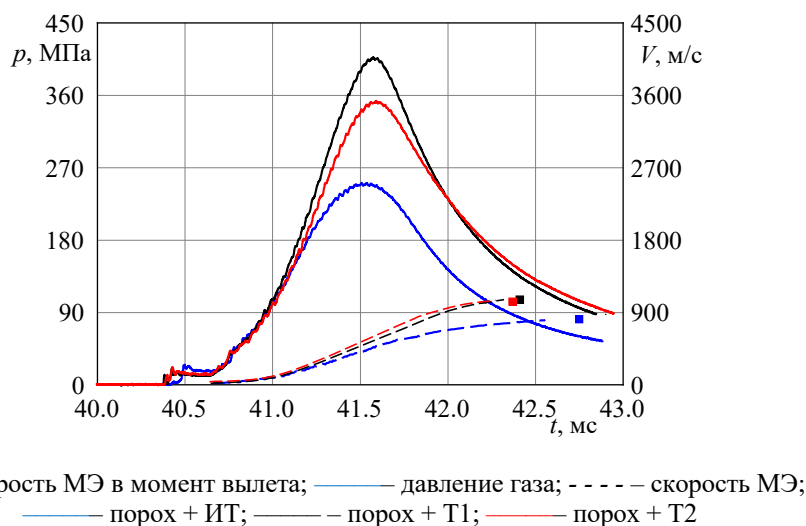


Рис. 4. Экспериментальные зависимости давления газа и скорости МЭ от времени

Расчетный анализ показал, что на начальном этапе ИТ не дробится на частицы, а выдавливается в ствол, образуя ПЗ длиной l . На зависимости $V(t)$ (рис. 4) видно, что страгивание МЭ (p_c) и начало его движения начинается сразу после срабатывания воспламенителя заряда (t_0) и формирования давления воспламенителя (p_B). Давление форсирования МЭ (p_Φ) подбиралось таким, чтобы начальное давление на МЭ (p_c) было больше:

$$p_c = p_B \frac{S_K}{S} > p_\Phi.$$

При образовании ПЗ происходит дополнительный подгон МЭ за счет гидроэффекта [9]. Можно определить положение снаряда (x_1, x_2) в момент воспламенения топлива:

$$x_1 = \int_{t_0}^{t_1} V_1 dt, \quad x_2 = \int_{t_0}^{t_2} V_2 dt.$$

Для рассматриваемого случая (рис. 4) $x_2 > l$, то есть здесь горение ПЗ начинается, когда он полностью сформировался в стволе.

Расчеты показали, что при использовании топлива марки Т2 во всех опытах образуется ПЗ, и горение топлива происходит как по схеме заряжания с ПЗ (см. рис. 1, а). При использовании топлива марки Т1 часть топлива образует ПЗ, а часть – дробится на частицы тем большая, чем больше максимальное давление в опыте. Поэтому для топлива марки Т1 V_d

(p_{\max}) меньше, чем для топлива марки Т2 (см. рис. 3), и разница увеличивается с ростом p_{\max} . В опыте с топливом марки Т1 при $p_{\max} > 450$ МПа (см. рис. 3) присоединенного заряда практически не образуется, а величина дульной скорости $V_d(p_{\max})$ по величине близка к выстрелу с пороховым зарядом. Частицы топлива, остающиеся в камере заряжания, горят как фракция зерненого заряда, что приводит к повышению максимального давления в камере. На этапе горения ПЗ (см. рис. 4) $V_2 > V_1$, при этом величина давления $p_2 < p_1$. Таким образом, в выстреле с комбинированным зарядом возможно формирование ПЗ, позволяющего получить дополнительный выигрыш в дульной скорости при сохранении уровня максимального давления.

В работе выполнено экспериментальное исследование, направленное на изучение механизма горения высокоплотных топлив в составе комбинированной схемы заряжания для модельной баллистической установки. При этом получено увеличение дульной скорости метаемого элемента на 5,4 % в сравнении с классической схемой заряжания при сохранении максимального давления в выстреле. По результатам расчетов определены особенности горения пастообразного топлива, в частности частичное дробление заряда в камере, и его частичная деформация с формированием присоединенного заряда в стволе.

Список литературы и источников

1. *Dyachkovskii A. S., Ishchenko A. N., Rogaev K. S., Samorokova N. M.* [et al] (2024) Application of a combined charging scheme in a model shooting system. *Springer Proceedings in Physics*, vol. 412, pp. 302-308. – Текст : непосредственный.
2. *Ермолаев Б. С., Сулимов А. А., Романьков А. В.* Присоединенный высокоплотный заряд конвективного горения в комбинированной схеме выстрела: новые результаты // *Горение и взрыв*. 2013. № 6. С. 206–210. – Текст : непосредственный.
3. *Xin Lu, Yanhuang Zhou, Yonggang Yu* (2011) Experimental and numerical investigations on traveling charge gun using liquid fuels. *J. Appl. Mech*, iss. 78, № 5, pp. 051002-1-051002-6. Текст : электронный.
4. *Маршаков В. Н., Новожилов Б. В.* Переходные режимы горения баллиститного пороха в полузамкнутом объеме // *Химическая физика*. – 2011. – Т. 30, № 1. – С. 25–37. – Текст : непосредственный.
5. *Иванов С. М., Цуканов Н. А.* Оценка динамических характеристик нестационарного горения твердого топлива в полузамкнутом объеме по измерениям регулируемого давления // *Физика горения и взрыва*. – 2002. Т. 38, № 1. – С. 80–91. – Текст : непосредственный.
6. Исследование горения пастообразного топлива при различных схемах заряжания / *А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, А. С. Дьячковский, В. З. Касимов, К. С. Рogaев, Н. М. Саморокова* // *Вестник Томского государственного университета. Математика и механика*. – 2020. – № 67. – С. 89–101. – Текст : непосредственный.
7. *Rogaev K. S., Dyachkovskii A. S., Ishchenko A. N., Samorokova N. M., Shestopalova A. S.* (2024) Assessment of the possibility of ignition of paste-like fuel in a nozzle bomb. *Springer Proceedings in Physics*, 1067 SPPHY, pp. 276-282. – Текст : непосредственный.
8. *Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З.* Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с. – Текст : непосредственный.
9. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / *Н. А. Златин, А. П. Красильщиков, Г. И. Мишин, Н. Н. Попов*; под ред. *Н. А. Златина и Г. И. Мишина*. – М. : Наука. 1974. – 344 с. – Текст : непосредственный.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА НА ПОДЛОЖКЕ КОМПОЗИТОВ ИЗ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ СМЕСЕЙ

А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН, Томск, Россия
Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия
Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Аннотация. В работе дано представление о моделировании поверхностной обработки и синтеза покрытий на подложке при условии управления подвижным источником энергии. Описаны имеющиеся подходы, которые используют опыт макрокинетики, включая термокинетические и двухуровневые модели. Представлены примеры одномерной модели для системы TiO_2 -Al и двумерной модели для системы Ti-Al-CuO. Одномерный вариант модели соответствует источнику тепла, развернутому в линию. Двумерный вариант дает представление о динамике формирования фаз в поверхностном слое при варьировании технологических условий. Результаты в значительной степени зависят от выбранной системы, начального состава смеси, детальности описания кинетики. Однако во всех случаях реализуются физико-химические превращения с широкой зоной реакций и широкой двухфазной зоной.

Ключевые слова: синтез покрытия, сканирование поверхности, моделирование, эволюция фазового состава, изменение пористости, двухфазная зона.

Введение. Синтез композитных покрытий и изделий возможен в едином цикле, сочетающем особенности разных технологий, – селективного лазерного плавления и СВС. При этом химические реакции могут протекать как в режиме самостоятельного горения, так и при условии управления лазерным или электронным лучом. Свойства материалов в значительной степени зависят от структуры и фазового состава формируемого материала, которые, в свою очередь, определяются условиями локального нагрева и протекающих при этом реакций. Известны примеры успешного применения 3D-технологий при использовании традиционных термитных смесей, разбавленных металлической составляющей. Комплекс протекающих при синтезе композитов реакций включает как металлотермические стадии (замещение одного металла в оксиде другим металлом), так и реакции, приводящие к образованию интерметаллидных соединений. Первые приводят к синтезу упрочняющих оксидных частиц, вторые – дают сложный состав матрицы. Большая часть реакций экзотермические, что обуславливает возможность режимов типа горения. Систематических исследований особенностей технологий синтеза материалов с оксидными упрочняющими частицами к настоящему времени нет. Это относится и к процессам, где упрочняющие оксидные частицы синтезируются непосредственно в области действия источника тепла.

Моделированию разных процессов, результатом которых является новое покрытие или изделие, посвящается огромное число публикаций, обзор которых требует отдельной публикации. В настоящей статье кратко опишем особенности термокинетических моделей, предложенных в разные годы для синтеза покрытий из смесей, содержащих металлы и неметаллы [1–23]. При построении моделей использованы методы классической теории горения, а также современные подходы к описанию физико-химических превращений.

Основные уравнения. Аналогично [1] все частные модели включают уравнение теплопроводности и уравнения кинетики для конкретной системы, соответствующие выбранной схеме реакций и способу описания. Уравнение теплопроводности можем представить в виде

$$c_{eff} \rho_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla T) + W_{ch} + W_{ext}, \quad (1)$$

где W_{ch} отражает суммарное тепловыделение вследствие химических реакций; W_{ext} – источник тепла, связанный с нагревом внешним подвижным источником энергии (лазером, электронным лучом, электрической дугой, плазмой).

В случае лазера распределение энергии в источнике тепла можно описать законом Гаусса:

$$W_{ext} = (1 - f_L) \frac{W_0}{k S_L} \sigma \exp \left[-\frac{(x - x_0 - V_x t)^2 + (y - y_0 - V_y t)^2}{R_L^2} + \sigma z \right], \quad (2)$$

где W_0 – мощность излучения лазера (Вт = Дж/с); S_L – эффективная площадь пятна нагрева; σ – показатель поглощения в законе Ламберта – Бугера; k – коэффициент сосредоточенности лазерного излучения (при численном моделировании служит для согласования с экспериментом); f_L – коэффициент отражения лазерного излучения; V_x и V_y – скорости движения луча лазера вдоль обрабатываемой поверхности (задаются с помощью простого алгоритма так же, как и в эксперименте); x_0 , y_0 – координаты точки, с которой лазерный луч начинает движение; R_L – эффективный радиус луча лазера. Внешний источник может перемещаться по траектории специального вида так, что в некоторых случаях, как и в классических моделях сварки, его удобно заменять некоторым эффективным источником разной формы. Эффективные (эквивалентные) теплофизические свойства c_{eff} , ρ_{eff} , λ_{eff} зависят от температуры и состава. Например, в окрестности температуры плавления теплоемкость вещества значительно изменяется. Простейший вариант учета скрытой теплоты плавления и состоит в учете изменения теплоемкости вблизи этой температуры или в интервале температур плавления. Во втором случае в расчетах явно выделяется область, занятая жидкой фазой, двухфазная область и область твердого вещества (или исходной смеси).

Изменение состава поверхностного слоя и тепловыделение в реакциях можно описать разными способами, используя классическую химическую кинетику, макрокинетику или подходы теории горения. Например, если весь комплекс реакций описывается суммарной реакционной схемой



достаточно одного кинетического уравнения

$$\frac{d\eta}{dt} = k_0 \varphi_1(\eta) \varphi_2(T), \quad (3)$$

в котором кинетическая функция $\varphi_1(\eta)$ отражает механизм реакции на микроуровне; η – степень превращения. В этом случае $W_{ch} = Q_{ch} d\eta/dt$.

Если важен состав продуктов, а химические реакции в условиях современных технологий протекают в неравновесных условиях (при быстром и многократном нагреве и охлаждении), то требуется система кинетических уравнений, соответствующих той или иной степени детальности описания. Если Y_k – концентрации компонентов, участвующих в реакциях, то

$$\frac{dY_k}{dt} = \sum_{i=1}^r \nu_{ki} \Phi_i(T, Y_j), \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad (4)$$

где ν_{ki} – стехиометрические коэффициенты компонентов k в реакции i ; Φ_i – скорости реакций; r – число реакций. В этом случае

$$W_{ch} = \sum_{i=1}^r Q_{ch,i} \Phi_i. \quad (5)$$

Третий способ описания также берет начало из классических работ и сводится к выделению так называемых реакционных ячеек и двухуровневым моделям [2–4]. Обзор двухуровневых моделей в теории горения представлен в [5].

Частные задачи. Упрощение трехмерных моделей достигается за счет учета особенностей сканирования поверхностей и геометрии образцов и изделий. Например, если объект, поверхность которого модифицируется, представляет собой тонкую пластину (толщина которой много меньше ширины и длины), то двумерная модель вполне дает представление о процессах, сопутствующих обработке. Если в условиях электронно-лучевой обработки в ванну расплава, которая формируется в области действия источника тепла, подавать частицы другого материала, то происходит модификация состава и свойств поверхностного слоя. Модифицирующие частицы, поступающие в ванну расплава, обладают разными свойствами. Они могут растворяться в расплаве или не растворяться; растворение может сопровождаться химическими реакциями. В этом случае составу обработанной поверхности соответствует состав (доля частиц, образовавшиеся соединения) в области за движущейся ванной расплава, где вследствие понижения температуры не наблюдается никаких изменений [6, 7]. Размерный анализ и детальное численное исследование позволили выявить критические условия, соответствующие формированию поверхностей разного типа – гомогенных и композитных.

Подобный подход можно использовать и для синтеза покрытия из смесей порошков, предварительно расположенных на подложке. В этом случае полагаем, что подложка, на которой расположен тонкий слой порошка, также является тонкой, что позволяет проинтегрировать уравнение теплопроводности по толщине подложки с покрытием и перейти к уравнению вида [8, 9]:

$$(c\rho)_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{eff} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{h_R W_{ch} - H}{h_S + h_R} + W_{ext,eff}, \quad (6)$$

где

$$(c\rho)_{eff} = \frac{(c\rho)_S h_S + (c\rho)_R h_R}{h_S + h_R}; \lambda_{eff} = \frac{\lambda_S h_S + \lambda_R h_R}{h_S + h_R};$$

$$W_{ext,eff} = (1 - f_L) \frac{W_0'}{kS_L (h_S + h_R)} \exp \left[- \frac{(x - x_0 - V_x t)^2 + (y - y_0 - V_y t)^2}{R_L^2} \right], \quad (7)$$

$$W_0' = W_0 (1 - \exp(-\sigma z)).$$

Новое слагаемое $H / (h_S + h_R)$ появляется вследствие учета возможных потерь тепла с поверхностей, где

$$H = \alpha_{eff} (T - T_0) + \sigma_0 \varepsilon_{eff} (T^4 - T_w^4), \quad (8)$$

α_{eff} – эффективный коэффициент теплоотдачи в законе Ньютона (характеризует суммарные потери тепла с поверхностей подложки и покрытия; Дж/(м²•с•К); коэффициент ε_{eff} характеризует суммарные свойства поверхностей, участвующих в лучистом теплообмене; σ_0 – постоянная Стефана – Больцмана; T_e – температура окружающей среды; T_w – температура стенок вакуумной камеры (если процесс осуществляется в камере); индекс S относится к подложке, а индекс R – к покрытию или порошковому слою. Приближение оправдано, если суммарная толщина объекта сравнима с размером прогретого слоя, который формируется за время, характерное для процесса.

Если ширина сканирования h_{scan} меньше поперечных размеров пластины, то при высокочастотном сканировании эффективный источник тепла в двумерных моделях имеет вид [8–10]

$$W_{ext,eff} = \begin{cases} q_0 \exp\left(-\frac{(x-x_0-V_L t)^2}{R_L^2}\right), & y \leq h_{scan}; \\ 0, & y > h_{scan}, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$q_0 = (1-f_L) \frac{W_0'}{kS_L(h_S+h_{R0})}; \quad (10)$$

V_L – скорость движения источника вдоль оси OX (равная скорости перемещения детали).

Дополнительным бонусом в подобных моделях термокинетического типа является возможность описания эволюции толщины порошкового слоя, пористости и рельефа поверхности [8, 11–13]. Модели с детальной или с редуцированной кинетикой превращений позволяют прогнозировать состав поверхностей и покрытий в результате обработки [12–23].

Синтез покрытия из смеси порошков TiO_2-Al . Система TiO_2-Al представляет интерес для разных приложений. Композиты из этой смеси с добавлением иных компонентов получают в режиме горения [24–26], на подложке при управлении лазерным или электронным лучом [27], в режиме теплового взрыва [28, 29], в условиях спекания [30, 31], в том числе под нагрузкой [32]. Известно также, что интерметаллические частицы, такие как Al_3Ti , которые могут образовываться *in situ* в результате реакции при затвердевании расплавов Al , имеют хорошую смачиваемость и близкий коэффициент теплового расширения с матричными сплавами Al , что позволяет рассматривать их как идеальные армирующие элементы для матричных композитов Al .

Разного типа модели синтеза покрытия из смеси порошков TiO_2-Al при условии управления процессом подвижным источником тепла предложены в [33, 34].

Простейший одномерный вариант модели включает уравнение теплопроводности с разными источниками и стоками

$$(c\rho)_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} + c_R \rho_R u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{W_{ext} + h_R W_{ch} - H(T)}{h_S + h_{R0}} \quad (11)$$

где

$$\lambda_{eff} = \lambda_S \frac{h_S}{h_S + h_{R0}} + \lambda_R \frac{h_R}{h_S + h_{R0}}; \quad (12)$$

$$(c\rho)_{eff} = c_S \rho_S \frac{h_S}{h_S + h_{R0}} + c_R \rho_R \frac{h_R}{h_S + h_{R0}} (1-\theta) \quad (13)$$

есть эквивалентный коэффициент теплопроводности и эквивалентная объемная теплоемкость; остальные обозначения аналогичны предыдущему. Уравнение (11) следует из трехмерного уравнения теплопроводности при условии малости толщин слоев и источника тепла в форме линии (в (9) y_L сравнима с шириной образца). В отличие от (6), (7), в (11)–(13) учитывается изменение толщины порошкового слоя при изменении пористости (т.е. усадка). Конвективное слагаемое в (11) $c_R \rho_R u (\partial T / \partial x)$ также есть следствие изменения толщины слоя,

$$u = \frac{\lambda_R}{c_R \rho_R} \frac{1}{h_S + h_{R0}} \frac{\partial h_R}{\partial x}. \quad (14)$$

Если R – сплошной слой, его пористость нулевая, и $h_R = h_{R0}$.

В первом приближении полагаем, что свойства материалов не зависят от температуры и состава, однако могут изменяться при изменении пористости, что отражают равенства (13) и

$$\lambda_R = \lambda_{R0} \exp\left(-\frac{1,5\theta}{1-\theta}\right) = \lambda_{R0} e\varphi_\lambda(\theta). \quad (15)$$

Изменение пористости в макромодели связывается с термически активируемыми процессами (например, с диффузией)

$$\frac{d\theta}{dt} = -z_{\theta} \exp(-E_p / RT) \varphi_p(\theta), \quad (16)$$

где вид кинетической функции $\varphi_p(\theta)$ может быть разным и определяется процессами на мезо- и микроуровне; E_p – энергия активации; z_{θ} – предэкспоненциальный фактор (коэффициент пропорциональности).

Следствием эволюции пористости может быть описано с помощью простого соотношения

$$\frac{h_B}{h_{B0}} = \frac{(1 - \theta_0)}{(1 - \theta)}, \quad (17)$$

где θ_0 – насыпная пористость.

Полагаем, что на торцах образца источники и стоки тепла отсутствуют, $\partial T / \partial x = 0$. Однако не представляет труда учесть те же виды потерь тепла, что и в уравнении теплопроводности.

Плавление в смеси порошков на макроуровне описываем с помощью введения интервала температур плавления T_{min} и T_{max} и доли жидкой фазы η_L . Для системы Al – TiO₂ из исходных и вновь образовавшихся фаз минимальной температурой плавления обладает алюминий, а максимальной – оксид алюминия. В этом интервале температур доля жидкой фазы изменяется по некоторому закону, например,

$$\begin{aligned} \eta_L &= 0, T \leq T_{min}; \\ \eta_L &= \left(\frac{T - T_{min}}{T_{max} - T_{min}} \right)^2, T_{min} < T \leq T_{max}; \\ \eta_L &= 1, T > T_{max}. \end{aligned} \quad (18)$$

В этом случае имеем

$$c_R \rho_R = \left[[c_R \rho_R]_L + \rho_{R0} Q_m \left(\frac{\partial \eta_L}{\partial T} \right)_{Y_k} \right] \eta_L + [c_R \rho_R]_s (1 - \eta_L), \quad (19)$$

где $Q_{m,eff}$ – эффективная теплота плавления, $Q_{m,eff} = (Q_{m_Al} + Q_{m_Al2O3})/2$.

Близко к этому интервалу температур и начинаются химические реакции.

В соответствии с литературными данными [24, 25, 35] для смеси порошков Al и TiO₂ можно ограничиться двумя суммарными реакциями



В целом последовательность реакций в этой системе зависит от соотношения компонентов и температуры процесса. Однако фазовый состав (преимущественно Al₂O₃ и Al₃Ti) в конечном продукте в большинстве случаев одинаков. Тогда, вводя обозначения $Y_1 - Y_5$ для массовых концентраций компонентов Al, Ti, TiO₂, Al₂O₃, Al₃Ti, придем к системе кинетических уравнений

$$\begin{aligned}
\rho \frac{dY_1}{dt} &= -m_1(4\Phi_1 + 3\Phi_2); \\
\rho \frac{dY_2}{dt} &= m_2(3\Phi_1 - \Phi_2); \\
\rho \frac{dY_3}{dt} &= -3m_3\Phi_1; \\
\rho \frac{dY_4}{dt} &= 2m_1\Phi_1; \\
\rho \frac{dY_5}{dt} &= m_5\Phi_2.
\end{aligned} \tag{22}$$

Вместо одного из уравнений можем использовать баланс масс.

Скорости реакций Φ_k зависят от концентраций в соответствии с законом действующих масс, а от температуры по закону Аррениуса:

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &= k_{10}Y_1^4Y_3^3 \exp(-E_1/RT); \quad \Phi_2 = k_{20}Y_1^3Y_2 \exp(-E_2/RT); \\
W_{ch} &= \rho_B(Q_1\Phi_1 + Q_2\Phi_2).
\end{aligned}$$

В расчетах, описанных ниже, принято [36–38]: ($q_0 = 9 \cdot 10^5$ Дж/(см²·с); $V_L = 2$ см/с; $f_L = 0.35$; $R_a = 0.01$ см; $x_0 = 0$); потери тепла конвекцией ($\alpha_{eff} = 10$), $\varepsilon = 0$ $\theta_0 = 0.45$ $h_A = 1$ см; $h_{B0} = 0.1$ см; $\lambda_A = 0.219$ Дж/(см·с·К); $\rho_A = 4.54$ г/см³; $c_A = 0.524$ Дж/(г·К) (Ti); $\lambda_{B0} = 2.37$, $\rho_{B0} = 2.7$; $c_{B0} = 0.903$ (Al); $T_0 = T_e = 300$ К; $T_{min} = 933$ (близко к температуре плавления алюминия); $T_{max} = 2327$ К (близко к температуре плавления оксида алюминия); $Q_{m,eff} = 398$ Дж/г; $Q_1 = 2495$ Дж/г; $Q_2 = 1440$ Дж/г; $E_1 = 200$ кДж/моль, $E_2 = 180$ кДж/моль; $z_1 = 10^9$; $z_2 = 5 \cdot 10^8$ /с.

Из рисунков 1 и 2 видим, что после короткой нестационарной стадии процесс выходит на квазистационарный режим, который можем характеризовать неизменной максимальной температурой T_{max} и долей жидкой фазы η_{max} , которые зависят от параметров источника: плотности мощности, скорости движения, радиуса луча и состава порошковой смеси. Область существенного изменения теплоемкости связана с плавлением.

Так как в процессе нагрева смеси подвижным источником энергии происходит не только плавление, но и химические реакции, то поведение теплоемкости в зависимости от температуры при нагреве и охлаждении различно (рис. 1, з).

Квазистационарную стадию можно характеризовать и размером двухфазной зоны Δx_{2ph} (рис. 2, б) и размером области, занятой жидкой фазой (при данном наборе параметров области однофазного расплава нет). Квазистационарной стадии соответствует минимальная пористость θ_{min} (рис. 2, в) и минимальная толщина покрытия $h_{R,min}$ (рис. 2, з), а также состав покрытия (рис. 3). Так как вследствие теплопотерь за движущимся источником тепла температура снижается, то тормозятся и процесс усадки (связанные с изменением пористости и толщины покрытия), и химические реакции.

Номера кривых температуры и доли жидкой фазы на рисунке 2 те же, что и номера кривых концентраций на рисунке 3. Квазистационарный состав, пористость и толщина перестают изменяться позже, чем температура и максимальная доля жидкой фазы. В принципе результаты для квазистационарной стадии можно считать результатом синтеза покрытия для процесса, удовлетворяющего условиям модели. Таким образом, для принятого набора параметров покрытие имеет пористость $\theta_{min} \approx$; толщину $h_{R,min} \approx$ и состав

$$Y_{Al} \approx 0.596; \quad Y_{TiO_2} \approx 0.13; \quad Y_{Al_2O_3} \approx 0.154; \quad Y_{Al_3Ti} \approx 0.037.$$

Титан появляется в покрытии как промежуточный продукт и частично успевает тратиться на образование интерметаллида Al_3Ti .

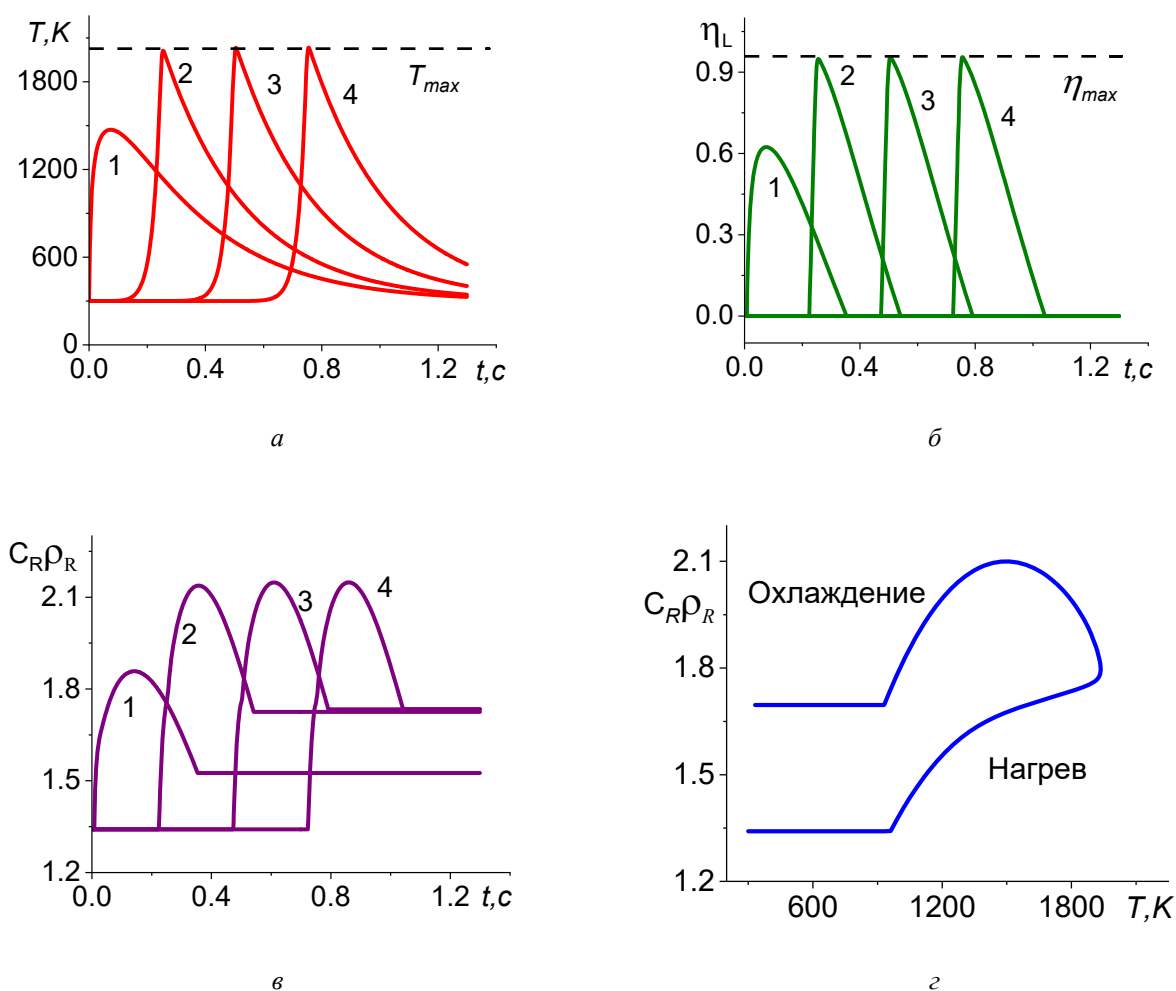


Рис. 1. Температура (а), доля жидкой фазы (б), теплоемкость (в) в зависимости от времени в точках с координатами: 1 – 0; 2 – 0,5; 3 – 1,0; 4 – 1,5 см (г) Зависимость теплоемкости от температуры в точке $x = 0,5$ см

То есть при выбранном наборе параметров продукт содержит и продукты реакции, и исходные вещества. Подобный факт имеет место и при осуществлении процесса синтеза композита из смеси TiO_2-Al в режиме теплового взрыва [29].

Двумерные модели более богаты результатами [15–18].

Синтез покрытия из смеси порошков $Ti-Al-CuO$. Синтез композитных покрытий и изделий в современных 3D-технологиях [39–41] привлекает внимание в связи с возможностью сочетать в едином цикле особенности разных технологий – селективного лазерного плавления и СВС или электронно-лучевого плавления и СВС. Примеры успешных в данном направлении исследований содержатся, например, в [42–44]. Свойства получаемых материалов в значительной степени зависят от структуры и фазового состава формируемого материала (которые определяются элементным и химическим составом исходного порошкового материала), состава окружающей среды и термическими условиями, зависящими от режимов лазерного воздействия [41, 45]. Однако возможности управления процессом при протекании химических реакций в этом случае не очевидны и требуют целенаправленного изучения для каждого типа систем и разных условий. Например, в модели синтеза интерметаллидного покрытия на подложке [13] при условии управления электронным лучом учитывалось взаимодействие покрытия и подложки. Модель электронно-лучевого управления синтезом композитного покрытия из смеси порошков МАХ-фазы Ti_3AlC_2 и карбида титана представлена в [20]. В модели учтены четыре основных стадии химических реакций и показано, что ко-

нечный состав продукта синтеза зависит от всех технологических параметров, в том числе начальных условий и параметров сканирования. Показано, что процесс является существенно нестационарным. В статье [46] иллюстрирует различие в термических условиях при обработке слоя из титанового порошка лазером и электронным лучом. Работа [23] показывает возможность синтеза *in situ* композитов из смесей Al-Ni-Fe₂O₃ и Al-Ti-Cr₂O₃ на подложке, которые по-разному реагируют на изменение условий протекания реакций.

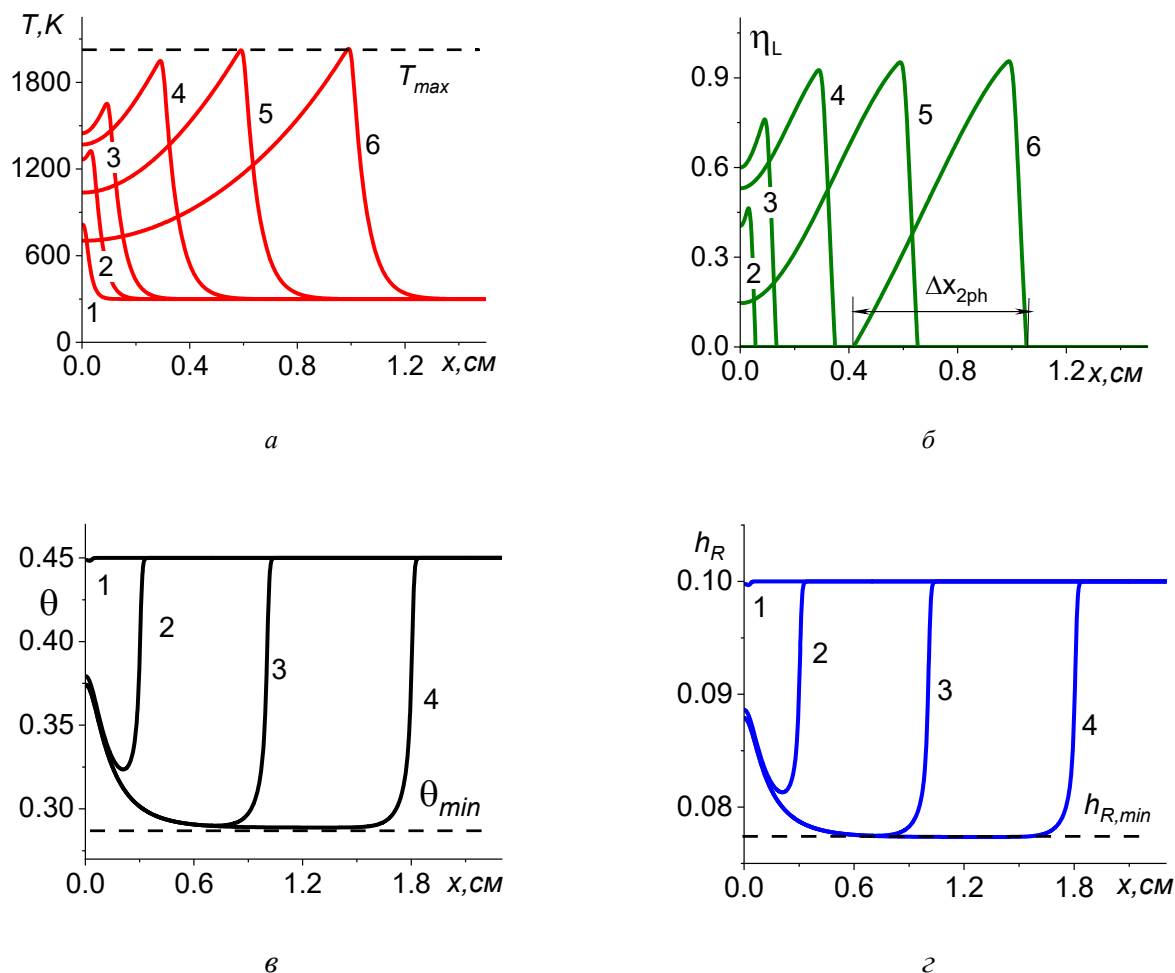


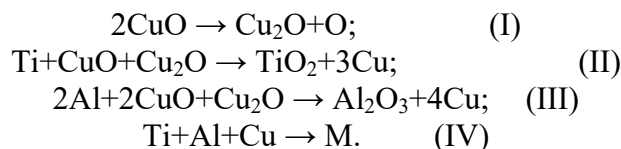
Рис. 2. Распределение температуры (а), доли жидкой фазы (б), пористости (в), а также толщина покрытия (г) вдоль координаты за движущимся источником тепла. Для (а) и (б): $t = 1 - 5 \cdot 10^{-4}$; $2 - 2 \cdot 10^{-3}$; $3 - 5 \cdot 10^{-3}$; $4 - 1.5 \cdot 10^{-2}$; $5 - 3 \cdot 10^{-2}$; $6 - 5 \cdot 10^{-2}$ с. Для (в) и (г): $t = 1 - 2 \cdot 10^{-3}$; $2 - 1.5 \cdot 10^{-2}$; $3 - 5 \cdot 10^{-2}$; $4 - 9 \cdot 10^{-2}$ с

Ниже представим пример для системы Ti-Al-CuO [46].

Смесь порошков Ti-Al-CuO – типичная экзотермическая смесь [12–14], в которой возможны как реакции замещения (восстановления меди из оксида титаном и/или алюминием), так и реакции образования интерметаллидов. Все возможные реакции – экзотермические, что при определенном соотношении компонентов приводит к быстрому распространению фронта реакции и высоким температурам. Однако при избытке металлов в смеси или при разбавлении инертном можно ожидать, что процесс завершится формированием композита с упрочняющими оксидными частицами, как и в иных условиях [15, 16]. Это может представлять интерес для расширения номенклатуры материалов, используемых в 3D-технологиях [17].

Механизмы и стадийность реакций в системе Al-Ti-CuO недостаточно изучены, что не позволяет записать детальную схему превращений. Однако известно, что разложение оксида

меди может стартовать еще в твердой фазе [18, 19]. Учитывая это, представим условную схему реакций в виде



Последняя суммарная «реакция» дает сложный состав матрицы. Под М подразумеваем смесь интерметаллидов. В принципе возможны потери кислорода за счет его перехода в газовую фазу; в этой системе можно ожидать появления тройных соединений и группы интерметаллидов.

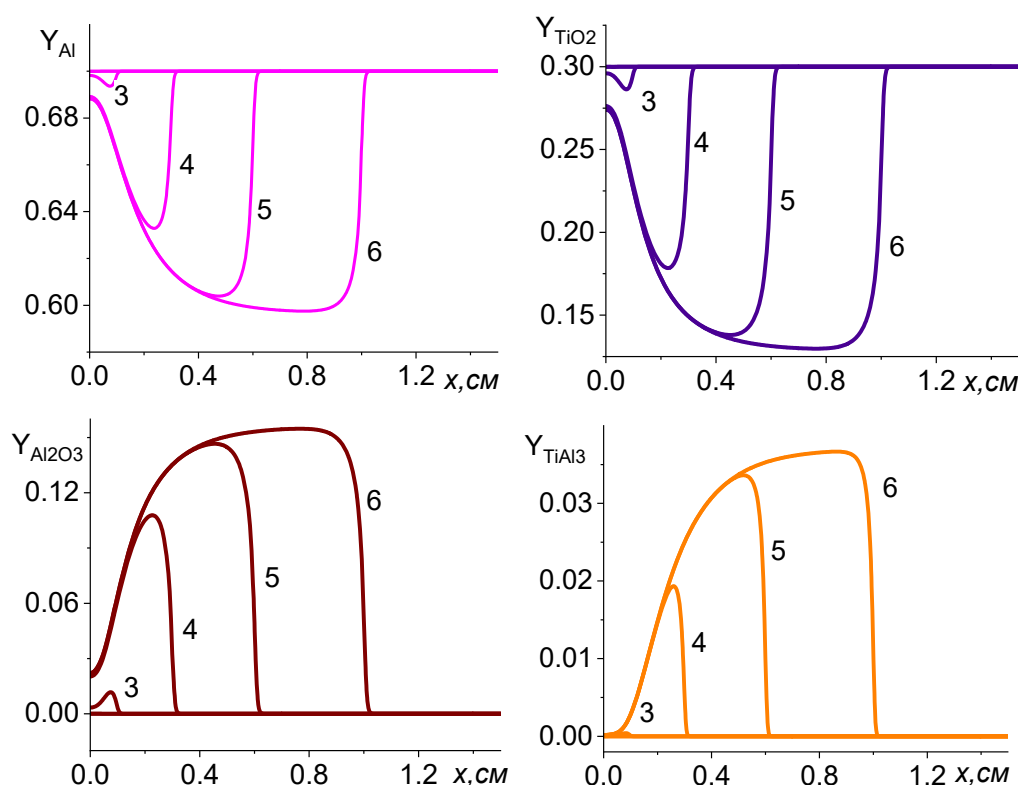


Рис. 3. Распределение концентраций в покрытии за движущимся источником тепла:

$$t = 1 - 5 \cdot 10^{-4}; 2 - 2 \cdot 10^{-3}; 3 - 5 \cdot 10^{-3}; 4 - 1.5 \cdot 10^{-2}; 5 - 3 \cdot 10^{-2}; 6 - 5 \cdot 10^{-2} \text{ с}$$

Двумерная математическая модель включает уравнения (6) и кинетические уравнения, соответствующие «упрощенной» схеме суммарных реакций (I)-(IV). В модели учитывается изменение свойств в ходе химических реакций, пористости и толщины. Изменение плотности влечет за собой изменение скоростей химических реакций. Свойства рассчитываются по правилу смеси. Однако в представленных ниже расчетах пористость и толщина порошкового слоя приняты неизменными. В начальный момент времени задан начальный состав порошкового слоя:

$$Y_{\text{Ti}} = 0.272; Y_{\text{Al}} = 0.276; Y_{\text{CuO}} = 0.452.$$

Другие основные параметры:

$$\alpha_{\text{eff}} = 2.5; T_0 = 573 \text{ К}; T_{\text{max}} = 2317 \text{ К}; T_{\text{min}} = 933 \text{ К}; h_S = h_{R0} = 0.1 \text{ см}; h_x = h_y = 1.0 \text{ см};$$

$$W_0'(1 - f_L) = 60 \text{ Вт}; |V_x| = V_L = 4 \text{ см/с}; V_y = 0; R_L = 0.01 \text{ см};$$

$x_0 = 0.02$; $y_0 = 0.45$; $h_{scan} = 0.03$ см; $\theta_0 = 0.5$ $T_w = 273$ К;
 $E_1 = 2.5 \cdot 10^4$;  Дж/моль;
 $Q_1 = 1.6 \cdot 10^5$; $Q_2 = 6.5 \cdot 10^5$; $Q_3 = 1.11 \cdot 10^6$; $Q_4 = 5.0 \cdot 10^5$ Дж/моль (заданные в Дж/моль
 тепловые эффекты пересчитываются в нужные единицы измерения).

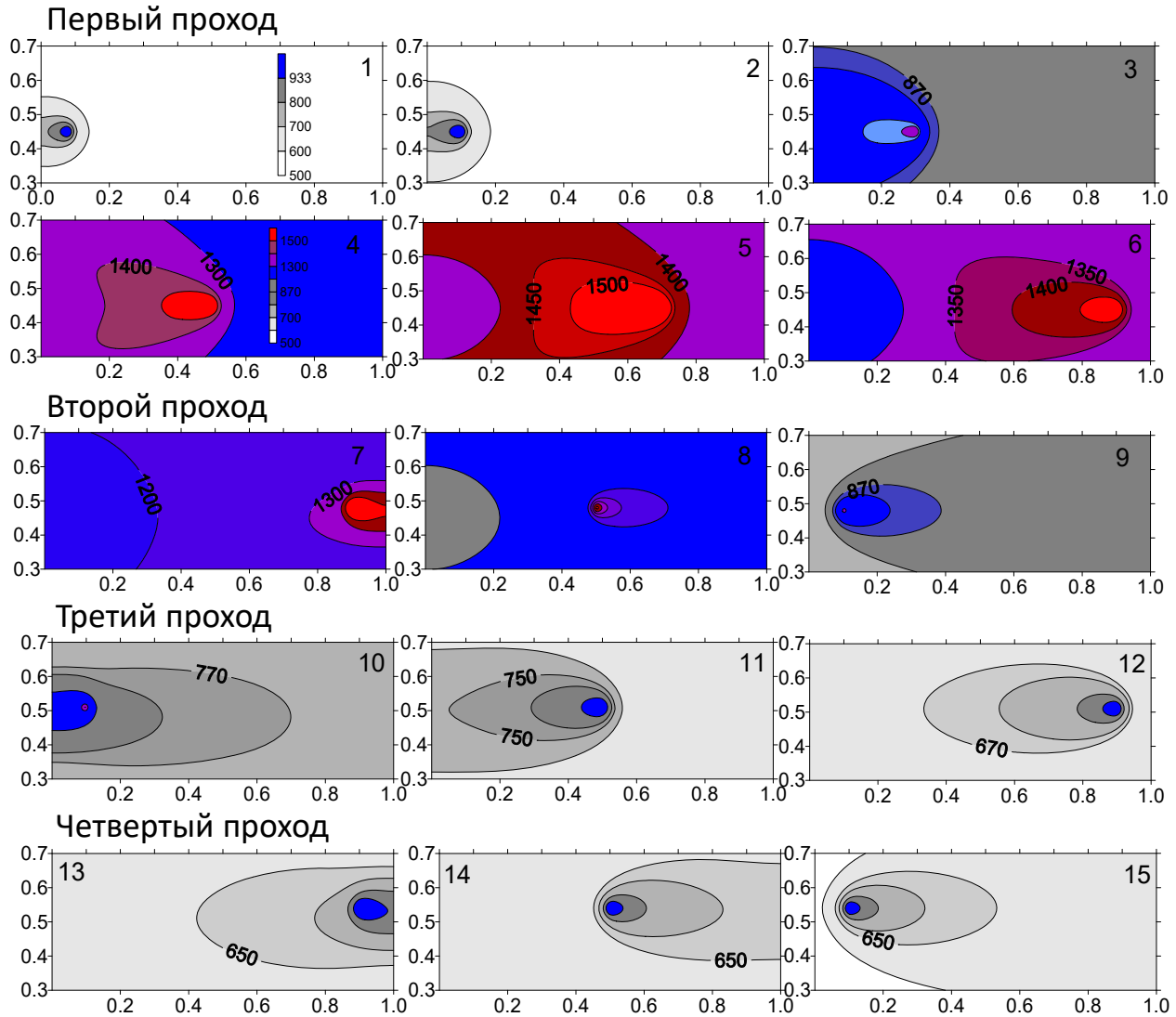


Рис. 4. Распределение температуры в разные моменты времени. Номера на рисунках обозначают последовательность «кадров». Моменты времени: 0,015; 0,02; 0,07; 0,12; 0,1 и 0,22 (первый проход); 0,26; 0,36 и 0,46 (второй проход); 0,5; 0,6 и 0,7 (третий проход); 0,74; 0,84 и 0,94 (четвертый проход). Величина температуры указана в К, пространственные координаты по осям абсцисс и ординат – в сантиметрах

Полагаем, что подложка сделана из железа. Теплофизические свойства всех веществ взяты из справочной литературы.

При заданном наборе параметров динамика процесса значительно отличается от [47]. Неизменным остается двух стадийный характер процесса. Сначала источник энергии инициирует разложение оксида меди. Вследствие высокой теплопроводности слоя, включающего значительную долю алюминия, идет быстрый прогрев и распространение реакции на весь образец с опережением внешнего источника тепла. После того как основные реакции прошли, источник движется уже по продукту реакции. Это отражают распределения температуры для различных моментов времени на рисунке 4 для четырех проходов лазерного луча.

Первый и третий проход – движение луча вправо; второй и четвертый – влево. Из образца для иллюстрации вырезана его центральная часть, где идет сканирование. Все быстрые процессы происходят во время первого прохода, когда реакции вследствие прогрева теплопроводностью и формирования широкой зоны прогрева охватывают весь образец. Процесс остается нестационарным в любом случае [8].

Динамику изменения температуры в разных частях образца иллюстрируют термические циклы. Во время четырех проходов многократные повышения и понижения температуры наблюдаются только в точках, близких к области движения луча лазера – это точки F, K и M на поверхности образца (рис. 5, а). Там же показаны траектории движения. Величина максимальной температуры вдоль направления движения не принимает постоянное значение (рис. 5, б), а все время изменяется. В удаленных точках имеется лишь однократный постепенный рост и постепенное понижение температуры, что на рисунках не показано. Стоит заметить, что динамика процесса и результат в значительной степени зависят как от ширины сканирования, так и от толщин подложки и порошкового слоя.

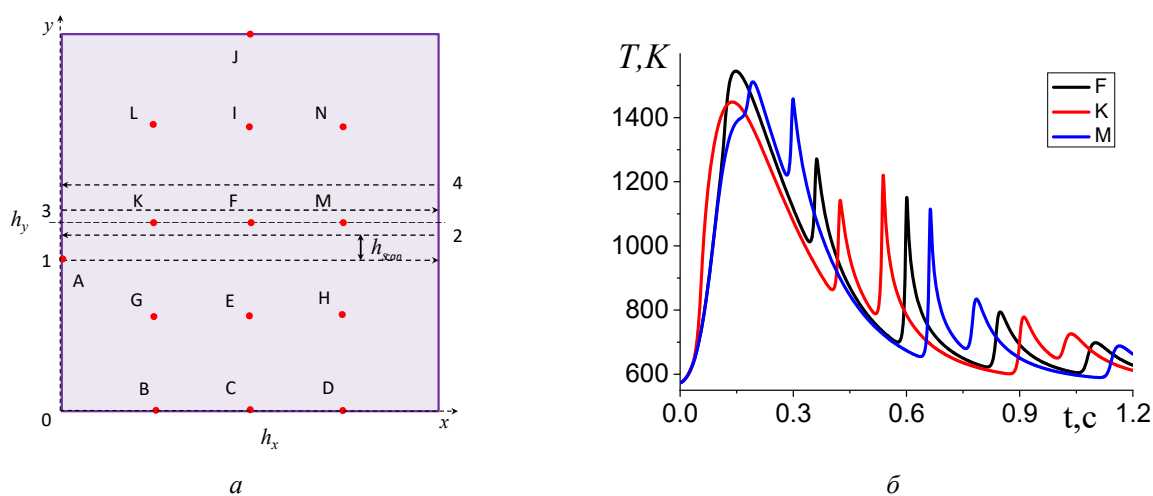


Рис. 5. Образец с выделенными точками для наблюдения за процессом (а) и термические циклы для точек на оси образца (б)

За динамикой процесса, как и в одномерном варианте модели, удобно наблюдать по поведению температуры, доли жидкой фазы и концентраций вдоль траектории движения луча лазера. Температура и доля жидкой фазы изменяются непрерывно (рис. 6), однако полного расплавления при данном наборе параметров нигде не происходит. Направление движения луча указано стрелкой. Длина области, занятой двухфазной зоной, равная длине образца вдоль оси Ox в первом проходе постепенно сменяется областью конечных размеров, который, однако, не становится постоянным, как и сама доля жидкой фазы, при дальнейшем движении луча

Вследствие высокой теплопроводности зона реакции охватывает весь образец, о чем свидетельствует распределение концентраций. На рис. 7 изменение состава образца показано только для первого прохода луча лазера. Частичное разложение оксида меди сопровождается образованием оксидов титана и алюминия и формированием матрицы. В данном варианте модели фазовый состав матрицы M не анализируется. Однако не представляет особых проблем учесть и стадии формирования интерметаллидов. Среди промежуточных продуктов наблюдается и кислород, который может удаляться из слоя, что приведет к изменениям пористости и плотности (в данном варианте модели не учтено). Таким образом, к классическим режимам горения с узкой зоной реакции процесс отнести невозможно.

Изменению состава соответствует и изменение свойств. Для плотности, теплоемкости и коэффициента теплопроводности покрытия это изменение показано на рис. 8. Быстрое изменение свойств происходит именно во время первого прохода. Далее состав постепенно пере-

стает изменяться, и изменения свойств незначительны (касаются только теплоемкости в интервале температур плавления).

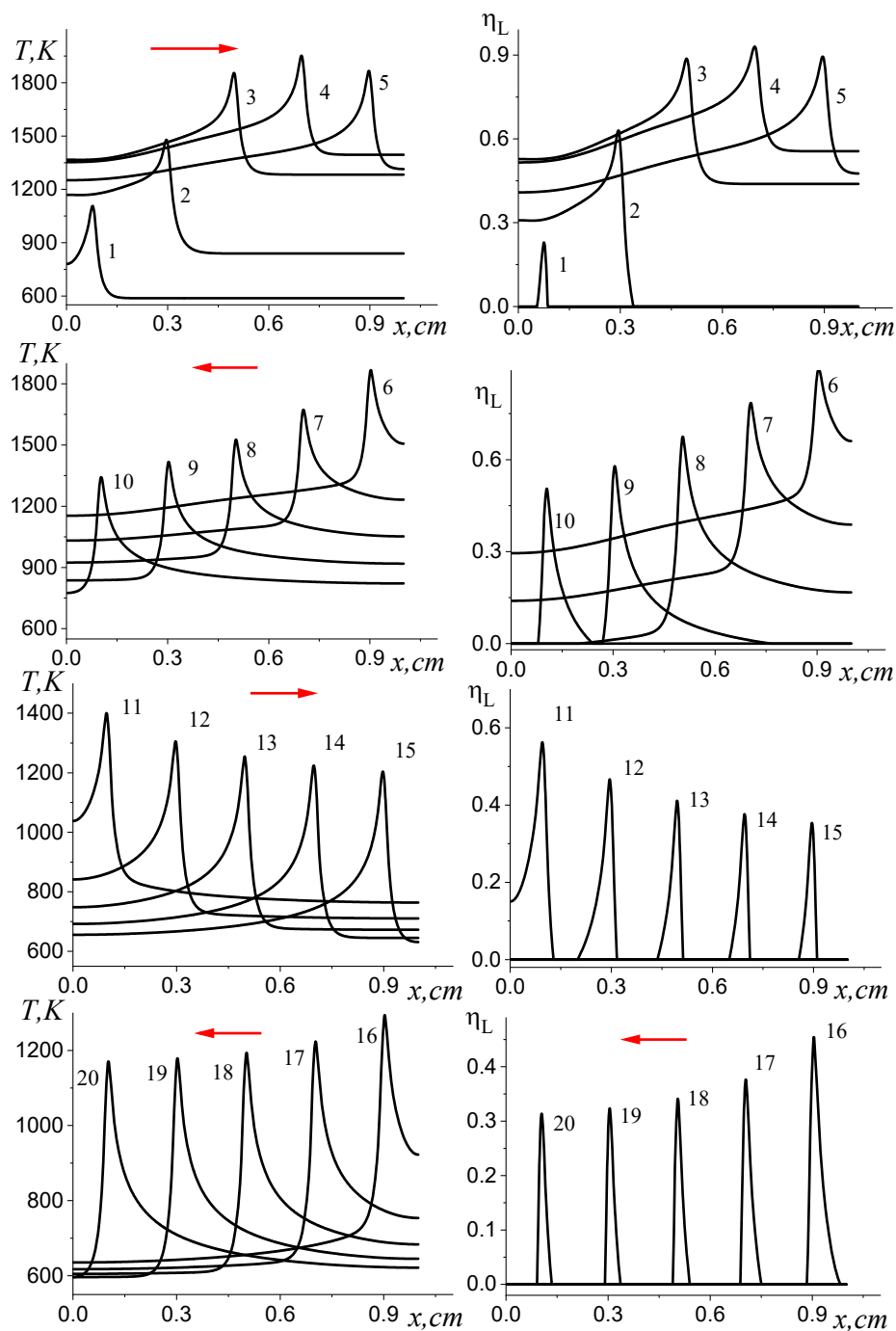


Рис. 6. Распределение температуры (слева) и доли жидкой фазы (справа) вдоль траектории движения луча лазера. Моменты времени для кривых 1–16: t (с), 0,015; .07; 0,12; 0,1 и 0,22 (первый проход); 0,26; 0,31; 0,36; 0,41 и 0,46 (второй проход); 0,5; 0,55; 0,6; 0,65 и 0,7 (третий проход); 0,74; 0,79; 0,84; 0,89 и 0,94 (четвертый проход)

Итоговый состав обработанной области покрытия (к концу четвертого прохода) показан на рис. 9. Концентрации распределены неоднородно. Однако неоднородности, в основном, находятся в пределах ошибки экспериментальных измерений. Имеем в составе покрытия сплав (Al+Ti+Cu) с неоднородно распределенными в нем остаточными алюминием и титаном, а также упрочняющими частицами четырех видов: CuO , Cu_2O , Al_2O_3 и TiO_2 . Неодно-

родный состав и неполное превращение обнаруживаются и в экспериментальных исследованиях [47]. Неоднородными в целом оказываются и свойства покрытия. Но, несмотря на неоднородный состав, плотность и теплопроводность покрытия можно считать практически одинаковыми во всей области (рис. 10) – имеется разброс свойств в пределах ошибки измерений. По-видимому, это можно будет сказать и о механических свойствах, учитывая в расчете получаемый фазовый состав.

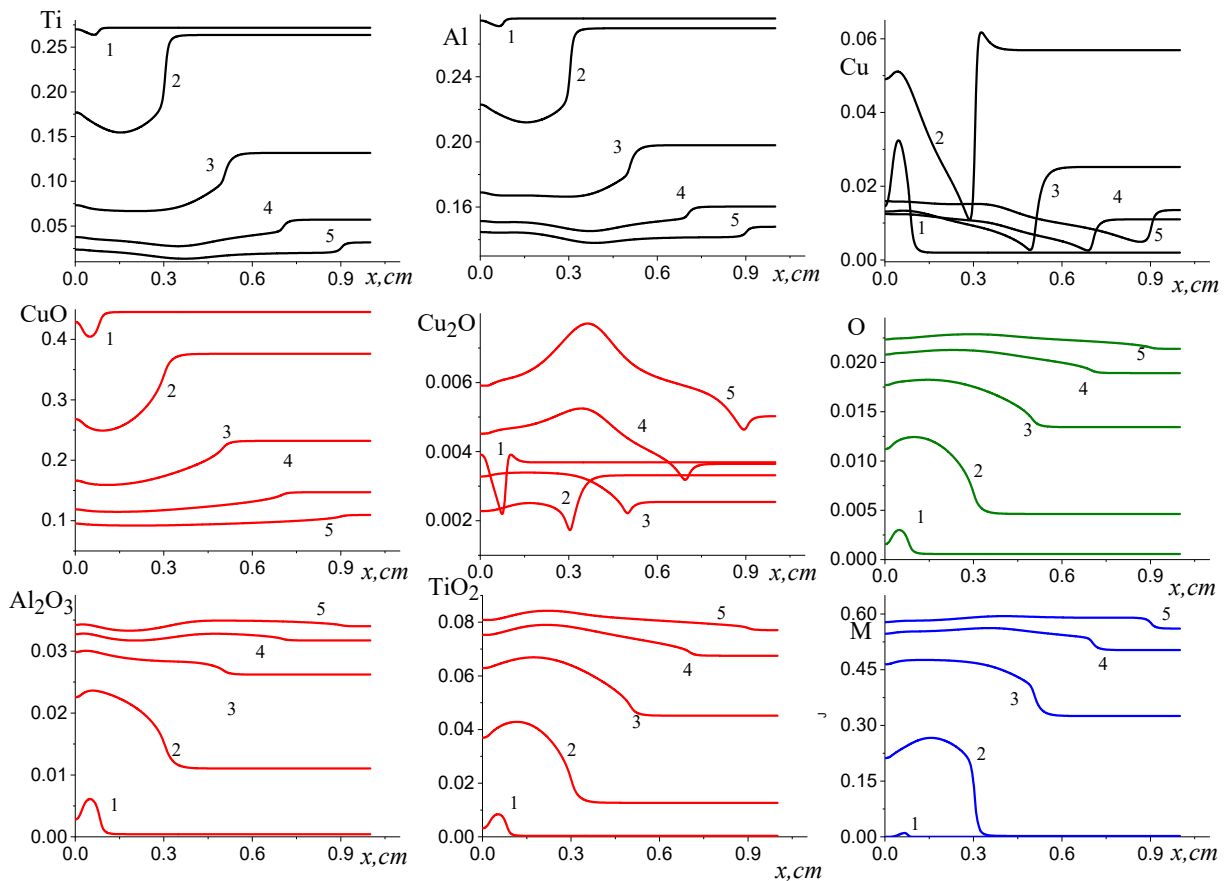


Рис. 7. Изменение со временем распределения концентраций реагентов и продуктов реакций вдоль траектории движения луча лазера в течение первого прохода. Моменты времени: 1 – 0,015; 2 – 0,07; 3 – 0,12; 4 – 0,1; 5 – 0,22 с

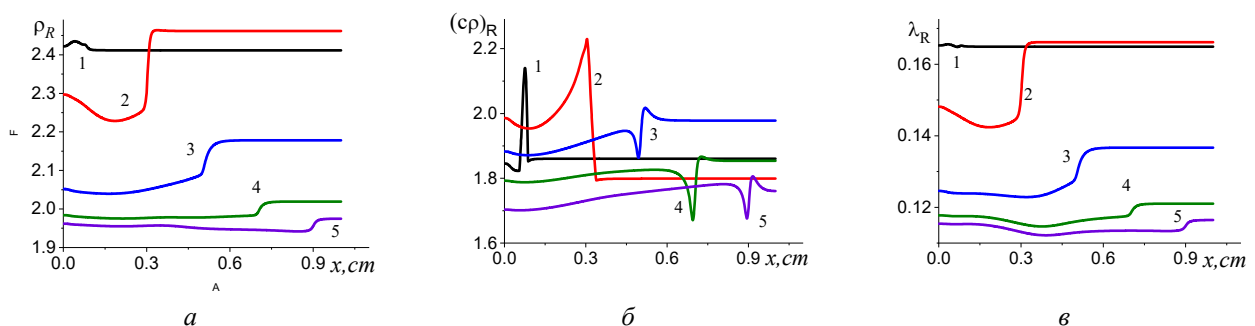


Рис. 8. Плотность (а), теплоемкость (б) и коэффициент теплопроводности покрытия в разные моменты времени в течение первого прохода лазерного луча. Моменты времени те же, что и на рис. 7: 1 – 0,015; 2 – 0,07; 3 – 0,12; 4 – 0,1 и 5 – 0,22 с

Заметим, что при моделировании физико-химических превращений можно учесть особенности реакций с участием твердых веществ разными способами: за счет изменения вида кинетических законов (где формально учитывается торможение реакций твердофазными про-

дуктами) или за счет «явного» учета диффузионного характера превращений на уровне частиц. В последнем случае приходим к двухуровневым моделям [2–5, 33, 34] с разделением физических масштабов.

Заключение. Таким образом, в работе представлены термокинетические модели синтеза композитных покрытий с формированием упрочняющих частиц *in situ*. Все модели реализованы численно. Приведены примеры для конкретных систем – Ti_2O-Al и $Ti-Al-CuO$. Результаты теории качественно согласуются с экспериментальными данными.

Кроме термокинетических моделей и двухуровневых моделей синтеза покрытий в некоторых случаях могут представлять интерес связанные модели, в которых не только рассчитываются сопутствующие напряжения и деформации [48], но и учитывается связанный характер процессов разной физической природы [49–52]. Это требует отдельного рассмотрения.

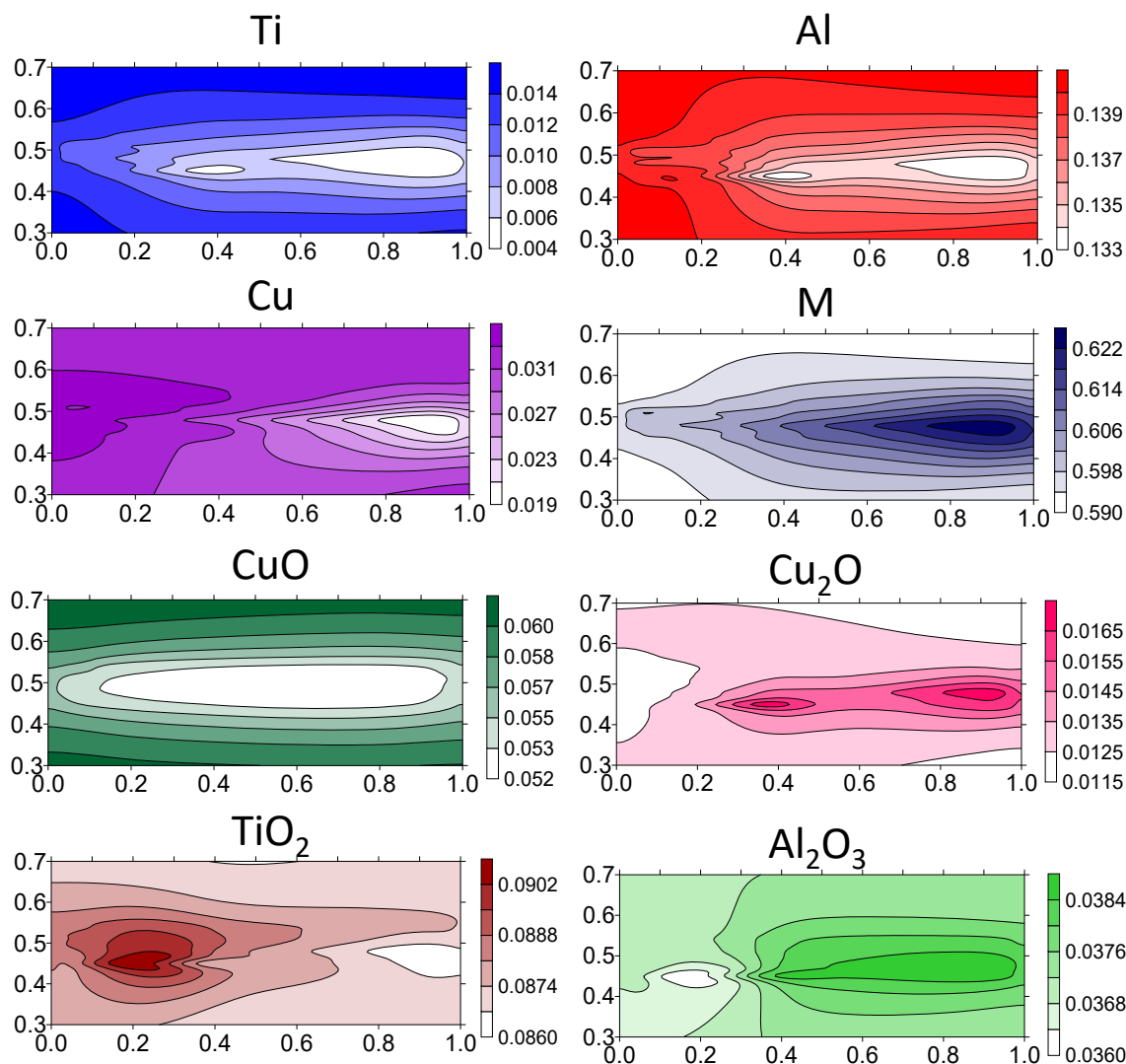


Рис. 9. Состав покрытия к моменту времени 0,94 с

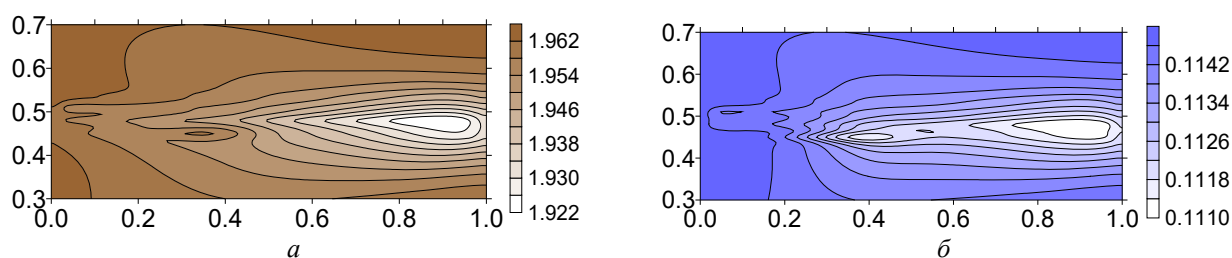


Рис. 10. Плотность (a , $г/см^3$) и теплопроводность (b , $Дж/(см \cdot К)$) покрытия к моменту времени 0,94 с

Список литературы и источников

1. Knyazeva A., Kryukova O., Sorokova S., and Shanin S. (2019) Coupling Models of New Material Synthesis in Modern Technologies. Handbook of Mechanics of Materials, C.-H. Hsueh et al. (eds.). Springer Nature Singapore Pte Ltd., pp. 1817–1857. – Текст : непосредственный.
2. Knyazeva A. G. (2022) A Two-Level Approach to Describing the Process of Composite Synthesis. Reviews on Advanced Materials and Technologies, vol. 4, no. 3, pp. 7–16. – Текст : непосредственный.
3. Князева А. Г., Крюкова О. Н. Двухуровневое моделирование кинетики фазообразования при синтезе композита из порошков Ti-Al-Fe₂O₃ в 3D-технологии // ТОХТ. – 2024. – Т. 58, № 3. – С. 292–302. – Текст : непосредственный.
4. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. (2023) Two-Level Model Controlled Synthesis of a Composite on a Substrate. Multiscale Sci. Eng., no. 5, pp. 10–22. – Текст : непосредственный.
5. Князева А. Г. Двухуровневые модели синтеза композитов история и возможности // Физика горения и взрыва. – 2024. – Т. 60, № 1. – С. 48–62. – Текст : непосредственный.
6. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Критические явления при растворении частиц в расплаве в процессе электронно-лучевой наплавки покрытий // ПМТФ. – 2007. – № 1. – С. 131–142. – Текст : непосредственный.
7. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Сравнительный анализ одномерной и двумерной моделей электронно-лучевой наплавки покрытий с модифицирующими частицами // Математическое моделирование систем и процессов. – 2005. – № 13. – С. 123–131. – Текст : непосредственный.
8. Knyazeva A. G. (2021) Nonstationary thermokinetic model of surface laser scanning. J. Appl. Mech. Tech. Phys., vol. 62, pp. 1001–1007. – Текст : непосредственный.
9. Князева А. Г., Крюкова О. Н. Особенности инициирования подвижным источником энергии реакций в плоском слое, расположенном на подложке // Химическая физика и мезоскопия. – 2024. – Т. 26, № 1. – С. 5–21. – Текст : непосредственный.
10. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. (2017) Modeling of controlled synthesis of intermetallic coatings. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, vol. 899, p. 072001. – Текст : непосредственный.
11. Knyazeva A. G., Sharkeev Yu. P. (2016) Thermal-kinetical model of laser shrinkage of Ti-Nb-alloy. AIP Conference Proceedings, vol. 1783, p. 020094. – Текст : непосредственный.
12. Knyazeva A. G., Sharkeev Yu. P. (2017) Two-dimensional model of laser alloying of binary alloy powder with interval of melting temperature. AIP Conference Proceedings, vol. 1893, p. 030105. – Текст : непосредственный.
13. Bakinovskiy A. A., Knyazeva A. G., Krinitcyn M. G., Kryukova O. N., Pobol I. L., Fedorov V. V., Rajczyk Ja. (2019) Electron Beam Assisted Deposition of Ni–Al Coatings onto Steel Substrate. Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis, vol. 28, no. 4, pp. 245–255. – Текст : непосредственный.
14. Knyazeva A. G., Kryukova O. N. Simulation of electron-beam treatment of material surface using B and Ti modifying particles participating in physical-chemical transformations // Известия Вузов. Физика. 2014. Т. 57, № 10/3. С. 64–66. – Текст : непосредственный.
15. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. (2014) Simulating the Formation of Composite Surface Structure During Electron Beam Treatment. Advanced Materials Research, vol. 880, pp 242–247. – Текст : непосредственный.
16. Knyazeva A. G., Kryukova O. N. (2017) Modeling of controlled synthesis of intermetallic coatings. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, vol. 899, p. 072001. – Текст : непосредственный.
17. Kryukova O., Knyazeva A. (2018) Coating combustion synthesis controlled by moving electron beam. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, vol. 1115, no. 4, p. 042028. – Текст : непосредственный.
18. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. (2019) Modeling of multiphase composite synthesis on substrate taking into account the staging of chemical reactions. Applied Solid State Chemistry, vol. 4, no. 1, pp. 9–24. – Текст : непосредственный.
19. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. (2019) Electron beam melting composite powder of the system Ti-Al-C. AIP Conference Proceedings, vol. 2125, p. 030051. – Текст : непосредственный.
20. Knyazeva A., Kryukova O. (2020) Modeling Ti-Al-C-composite synthesis on a substrate under control of electron beam. Journal of Crystal Growth, vol. 531, p. 125349. – Текст : непосредственный.
21. Knyazeva A. G., Kryukova O. N. (2021) The synthesis of composites with reinforcing particles on a thin substrate. Materials Physics and Mechanics, vol. 47, no. 2, pp. 254–265. – Текст : непосредственный.
22. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. (2023) Evolution of the composition of a thin powder layer under heating by a moving energy source. Russian Physics Journal, vol. 65, no. 11, pp. 2030–2035. – Текст : непосредственный.
23. Knyazeva A. G., Krinitcyn M. G. (2023) Synthesis of Composites with a Change in the Stress-Strain State under Laser Initiation. International Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis, vol. 32, no. 2, pp. 117–125. – Текст : непосредственный.
24. Fan R., Liu B., Zhang J., Bi J., Yin Y. (2005) Kinetic evaluation of combustion synthesis 3TiO₂ + 7Al → 3TiAl + 2Al₂O₃ using non-isothermal DSC method. Materials Chemistry and Physics, vol. 91, Iss. 1, pp. 140-145. – Текст : непосредственный.
25. Feng C. F., Froyen L. (2000) Formation of Al 3Ti and Al₂O₃ from an Al–TiO₂ system for preparing in-situ aluminium matrix composites. Composites: Part A, vol. 31, pp. 385–390. – Текст : непосредственный.
26. Cruz H. B. Ortiz-Oliveros R. M., Flores-Espinosa P., Avila Pérez I.I., Ruiz-López K.F. (2022) Quiroz-Estrada, Synthesis of Ag/TiO₂ composites by combustion modified and subsequent use in the photocatalytic degradation of dyes. Journal of King Saud University - Science, vol. 34, Iss., p 101966. – Текст : непосредственный.

27. Shishkovsky I. V., Kuznetsov M. K., Morozov Yu. G. and Parkin I. P. (2004) Laser-induced combustion synthesis of 3D functional materials: computer-aided design. *J. Mater. Chem.*, vol. 14, pp. 3444–3448. – Текст : непосредственный.
28. Travitzkya N., Gotmanb I., Claussen N. (2003) Alumina-Ti aluminide interpenetrating composites: microstructure and mechanical properties. *Materials Letters*, vol. 57, pp. 3422–3426. – Текст : непосредственный.
29. Horvitz D., Gotmana I., Gutmanas E., Claussen N. (2002) In situ processing of dense Al₂O₃-Ti aluminide interpenetrating phase composites. *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 22, pp. 947–954. – Текст : непосредственный.
30. Oke S. R., Falodun O. E., Mahlatse M. R., Ige O. O., Olubambi P. A. (2019) Investigation on densification and microstructure of Al-TiO₂ composite produced by Spark plasma sintering. *Materials Today: Proceedings*, vol. 18, part 7, pp. 3182–3188. – Текст : электронный.
31. Zhang G. P., Mei Q. S., Chen F., Ma Y., Mei X. M., Li J. Y., Ruan X. F., Wan L. (2019) Production of a high strength Al/(TiAl₃+Al₂O₃) composite from an Al-TiO₂ system by accumulative roll-bonding and spark plasma sintering. *Materials Science and Engineering: A*, vol. 752, pp. 192-198. – Текст : непосредственный.
32. Ai T. T. (2008) Microstructures and mechanical properties of in-situ Al₂O₃/TiAl composites by exothermic dispersion method. *Acta Metall. Sin. (Engl. Lett.)*, vol. 21, no.6, pp. 437–443. – Текст : непосредственный.
33. Knyazeva A.G. and Anisimova M.A. Two-level model of composite synthesis on a substrate from a powder mixture of TiO₂ and Al. 1. Model description and simple examples // *Nanoscience and Technology: An International Journal*. 2023. V. 14, No 3. - pp. 73-102.
34. Anisimova M.A., Knyazeva A.G., Chumakov Yu.A. Two-level model of composite synthesis on a substrate from a powder mixture of TiO₂ and Al. 2. Structure of the reaction zone in a two-level model of coating synthesis // *Nanoscience and Technology: An International Journal*. 2024. V. 15, No 3. - pp. 87-107.
35. Kamali A.R., Nejad I.B., Aboutalebi M.R. and Razavizadeh, H. Effect of ball milling on reaction between TiO₂ and Al // *Russ. J. Non-ferrous Metals*. 2009. V. 50. - pp. 246–249.
36. Chen T., Gao M. and Tong Y. Effects of Alloying Elements on the Formation of Core-Shell-Structured Reinforcing Particles during Heating of Al-Ti Powder Compacts // *Materials* 2018, V.11. – Paper. 138.
37. Duan Sh.-Ch, Shi X., Yang W.-Sh., Guo H.-J., Guo J. Determination of thermodynamic properties in full composition range of Ti-Al binary melts based on atom and molecule coexistence theory // *Trans. Nonferrous Met. Soc. China*. 2018. V. 28. – pp. 1256–1264.
38. Подергин В.А. Металлотермические системы. М.: Металлургия. 1992. – 192 с.
39. ZainElabdeen I.H., Ismail L., Mohamed O.F., Khan K.A., Schiffer A. Recent advancements in hybrid additive manufacturing of similar and dissimilar metals via laser powder bed fusion // *Materials Science & Engineering A*. 2024. V. 909. - Paper 146833.
40. Avrampos P., Vosniakos G.-Ch. A review of powder deposition in additive manufacturing by powder bed fusion // *Journal of Manufacturing Processes*. 2022. V. 74. – pp. 332–352.
41. Taghizadeh M., Zhu Z. H. A comprehensive review on metal laser additive manufacturing in space: Modeling and perspectives // *Acta Astronautica*. 2024. V. 222. – pp. 403–421.
42. Ahmed Y.M.Z., Zaki Z.I., Bordia R.K., Besisa D.H.A., Amin A.M.M. “Simultaneous synthesis and sintering of TiC/Al₂O₃ composite via self-propagating synthesis with direct consolidation technique // *Ceramics International*. 2016. V. 42. – pp. 16589–16597.
43. Wang H., Yu C., Yu Z., Huang Y., Zhang X., Mei L., Chen J., Wang Y., Lu H., Xu J. Revealing the evolution of microstructure and mechanical properties with energy density to achieve high-strength Ti-6wt%Cu alloy by laser metal deposition // *Materials Science & Engineering A*. 2023. V. 885. – Paper 14559.
44. Dilip J.J.S., Miyanaji H., Lassell A., Starr T.L., Stucker B. A novel method to fabricate TiAl intermetallic alloy 3D parts using additive manufacturing // *Defence Technology*. 2017. V. 13. -pp. 72-76.
45. Chowdhury S., Yadaiah N., Prakash C., Ramakrishna S., Dixit S., Gupta L.R., Buddhi D. Laser powder bed fusion: a state-of-the-art review of the technology, materials, properties & defects, and numerical modeling // *Journal of materials research and technology*. 2022. V. 20. – pp. 2109-2172.
46. Anisimova M.A., Knyazeva A. G., Krinitcin M. G., Fedorov V.V., & Pobol I.L. Formation of a porous titanium part under directed energy deposition: theory and experiment // *High Temperature Material Processes*. 2019. V. 23, No 1. – pp. 1–23.
47. Knyazeva A.G., Krinitcyn M.G. Reaction initiation by laser in Ti-Al-CuO-powder mixture // *Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis*. 2025. V. 34, No. 1.
48. Knyazeva A.G., Linar R. Akhmetshin L.R., Smolin I.Yu. Solution of the plane thermoelasticity problems based on a new set of equations // *Applied Mathematical Modelling*. 2025. V. 137. – Paper115652.
49. Knyazeva A. G., Kryukova O.N. A Coupled Model of Controlled Synthesis, of a Composite on a Substrate // *Lobachevskii Journal of Mathematics, Special issue: Actual Problems of Calculus Mathematics and Informatics*. 2022. V. 43, No. 7. - pp. 1640–1655.
50. Knyazeva A., Krinitcyn M. Synthesis of Composites with a Change in the Stress–Strain State under Laser Initiation // *International Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis*. 2023. Vol. 32, No. 2. - pp. 117–125.
51. Князева А.Г. Термомеханическая связанная модель синтеза покрытия на подложке // *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика*. 2024. № 1. – С. 58–74.
52. Knyazeva A.G. Thermoviscoelastic model of surface layer treatment with variable viscosity // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2024. Vol. 65, No. 3. - pp. 476–487.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ЗЕРНЕНОГО ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА В СОПЛОВОЙ БОМБЕ

А. Ю. Крайнов, К. С. Рогаев, К. М. Моисеева, В. А. Порязов

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

Аннотация. Представлено теоретическое исследование горения заряда зерненого высокоэнергетического материала в сопловой бомбе. Проведено сравнение экспериментально замеренной зависимости давления от времени при горении навески высокоэнергетического вещества в камере сгорания сопловой бомбы с расчетами по термодинамической модели с использованием эмпирического закона зависимости скорости горения от давления и с использованием модели нестационарного горения вещества. Нестационарная скорость горения высокоэнергетического материала, обусловленная большой скоростью изменения давления в сопловой бомбе, отличается от квазистационарной скорости. Это отличие зависит от скорости изменения давления и от его абсолютной величины. Расчеты по модели с учетом нестационарности скорости горения материала совпадают с экспериментальными измерениями с удовлетворительной точностью.

Ключевые слова: высокоэнергетический материал, сопловая бомба, нестационарная скорость горения, численное моделирование.

Для изучения горения зерновых высокоэнергетических материалов (ВЭМ) при высоких давлениях и плотностях заряжения используется сопловая бомба (СБ) [1], позволяющая исследовать горение исследуемых образцов не только при возрастании, но и при спаде давления. Спад давления осуществляется после выброса снаряда-заглушки сопла через сопловой блок [1]. При этом вместе с газовыми продуктами сгорания через сопловой блок частично выносятся недогоревшие частицы ВЭМ. Сопловая бомба представляет собой короткоствольную баллистическую установку, в камеру сгорания которой помещается зерненный ВЭМ почти насыпной плотности и датчик давления. Сопловая бомба является установкой полузамкнутого объема и позволяет реализовать газодинамические условия, близкие к выстрелу из ствольной системы. Внешний вид сопловой бомбы представлен на рисунке 1. Данная установка изготовлена из оружейной стали, что позволяет реализовывать насыпную плотность заряжения до 1 г/см^3 и максимальное давление в камере заряжения до 600 МПа.

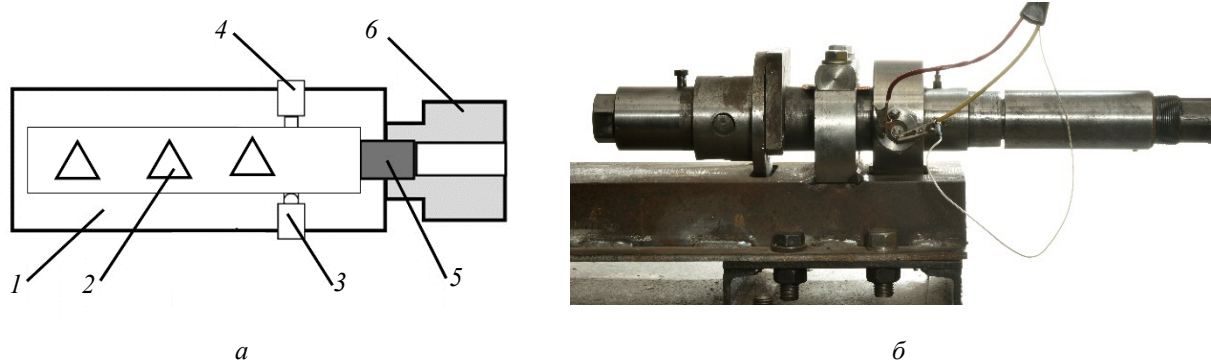


Рис. 1. Схема сопловой бомбы (а) и ее внешний вид (б): 1 – корпус; 2 – место расположения порохового заряда; 3 – датчик давления; 4 – воспламенительное устройство; 5 – сопло со снарядом-заглушкой; 6 – сопловой блок

В сопло запрессовывается снаряд-заглушка, который выдавливается из сопла высоким давлением в камере в процессе горения заряда. Снаряд-заглушка в зависимости от требуемых пара-

метров открытия сопла изготавливается из полиэтилена или текстолита. Подбирая диаметр снаряда-заглушки, в камере заряжания можно реализовать давление форсирования до 150 МПа.

При проведении экспериментальных исследований в СБ регистрировалось давление в камере заряжания и момент форсирования снаряда-заглушки. Регистрация давления происходила с использованием пьезометрического датчика давления 2Т6000 совместно с комплексом «Нейва-10000» [2]. Погрешность согласно паспорту прибора составляет не более 3 % по максимальному давлению. Для отслеживания момента форсирования снаряда-заглушки и открытия сопла используется СВЧ-радар. Полиэтилен и текстолит являются радиопрозрачным материалом для электромагнитного излучения, поэтому для регистрации ее движения на торец крепились алюминиевая фольга. Погрешность согласно паспорту прибора составляет не более 1 %.

Целью данной работы является сравнение экспериментально замеренной зависимости давления от времени в СБ с расчетами по термодинамической модели горения навески ВЭМ с использованием эмпирического закона зависимости скорости горения от давления и сопряженной модели нестационарного горения [3, 4].

Для расчетов использовалась математическая модель нестационарного горения навески зерненого ВЭМ и термодинамическая модель горения ВЭМ в манометрической бомбе постоянного объема, изложенные в [3]. В модели нестационарного горения ВЭМ [3, 4] учитываются химические реакции в конденсированной и в газовой фазе. На поверхности горения зерна заряда ставятся граничные условия четвертого рода. Продукты химических реакций, проходящих в газовой фазе над поверхностью горения, вытекают в пространство между зернами заряда. В свободном от зерен заряда объеме повышается давление. Скорость изменения давления над поверхностью горения определяется из решения уравнений сохранения массы и энергии, записанных для свободного от зерен заряда объема. В уравнениях учитывается увеличение свободного от зерен заряда объема по мере выгорания зерен. Модель [3, 4] была дополнена учетом истечения газа и выброса частиц из объема при достижении заданного давления выброса снаряда-заглушки сопла СБ. Величина массового секундного расхода газа определялась по формулам критического истечения [5]. Коэффициент расхода сопла был принят равным 0,8. Секундный массовый расход частиц ВЭМ из объема определяется пропорционально массовому секундному расходу газа и концентрации частиц в объеме с коэффициентом 0,1. Расход газа и частиц через сопло после его вскрытия учитывается в уравнениях сохранения массы и энергии записанных для объема камеры сгорания [3] и концентрации частиц в объеме.

Известно, что скорость горения ВЭМ увеличивается с ростом давления, при этом уменьшается толщина прогретого слоя под поверхностью ВЭМ. В нестационарных условиях при быстром росте давления горение ВЭМ происходит, как в случае предварительно разогретого топлива, поэтому скорость горения выше, чем квазистационарная. При падении давления наблюдается обратный эффект – нестационарная скорость горения ниже, чем квазистационарная. При уменьшении давления скорость горения ВЭМ уменьшается, при этом толщина прогретого слоя ВЭМ увеличивается. На это тратится некоторое количество тепла, и поэтому температура поверхности ВЭМ и скорость его горения уменьшаются. При большей скорости горения топлива скорость роста давления в камере сгорания выше, а при меньшей скорости горения топлива скорость спада давления в камере сгорания выше.

Экспериментальные данные о зависимости давления от времени в СБ получены для пироксилинового охотничьего пороха «Ирбис 30-06». Эксперименты проводились с навеской пороха 15 г в объеме камеры сгорания 88 см^3 (при плотности заряжания $\Delta = 170 \text{ кг/м}^3$). Записи изменения давления в камере сгорания от времени приведены на рис. 2 для случая, когда снаряд-заглушка сопла срывается при достижении давления 1200 атм.

Сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных представлено на рисунке 2. Все исходные данные для проведения расчетов соответствуют данным, приведенным в [3]. При построении экспериментальных и расчетных графиков зависимости давления от времени на рисунках 2, 3 проведено совмещение момента времени достижения максимума давления в СБ в экспериментальных измерениях и расчетах.

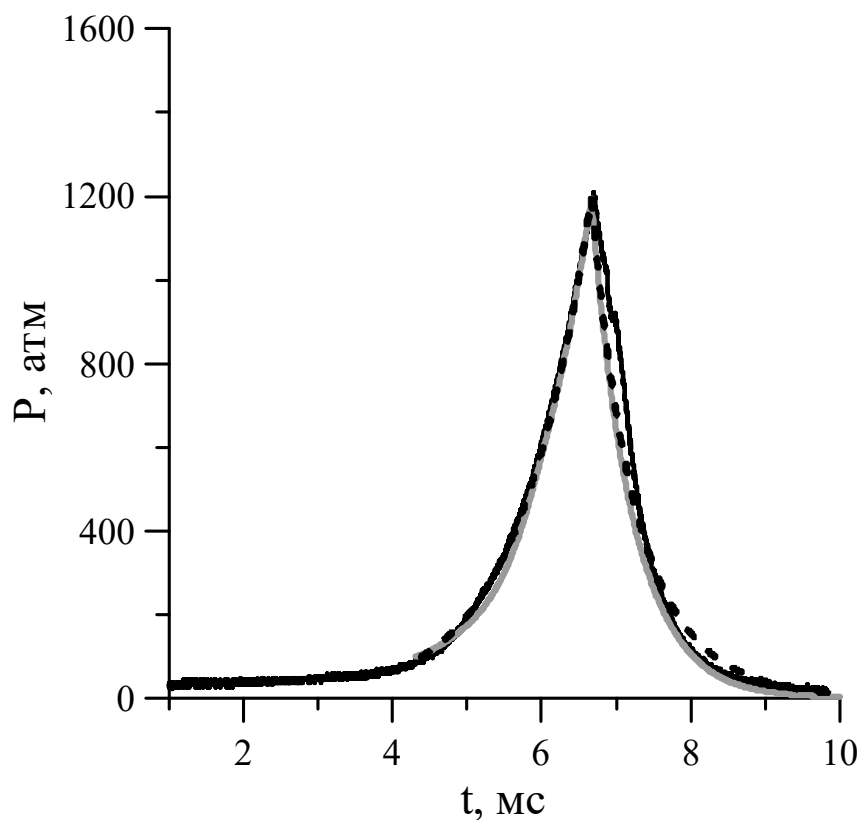


Рис. 2. Зависимость давления от времени в СБ: сплошная черная кривая – экспериментальные измерения, черная пунктирная – расчет по термодинамической модели с использованием эмпирической формулы скорости горения от давления, серая сплошная – расчет по термодинамической модели с использованием модели нестационарного горения ВЭМ

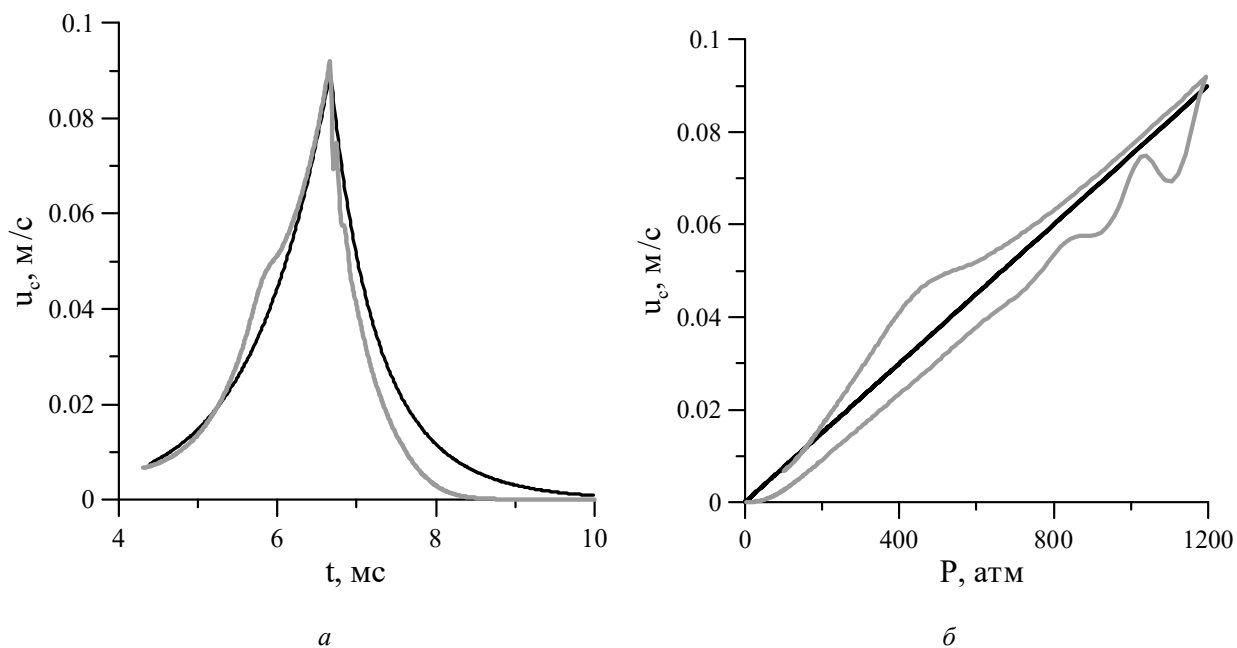


Рис. 3. Зависимость скорости горения ВЭМ от времени (а) и от мгновенного значения давления в камере СБ (б): черная кривая – расчет по термодинамической модели с использованием эмпирической формулы скорости горения от давления, серая – расчет по термодинамической модели с использованием модели нестационарного горения ВЭМ

Из рисунка 2 видно, что на этапе роста давления до достижения давления срыва заглушки расчеты по двум моделям хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений. На этапе падения давления есть небольшие отличия, связанные с тем, что в моделях не учитывается краткосрочное влияние движения снаряд-заглушка вдоль соплового блока. Расчеты изменения давления при его падении от 1200 до 400 атм по модели с использованием эмпирической формулы скорости горения от давления и модели нестационарного горения ВЭМ хорошо совпадают. Ниже 400 атм. расчетные зависимости незначительно расходятся, и расчет с использованием модели нестационарного горения ВЭМ согласуется с экспериментальной зависимостью лучше.

На рисунке 3 видны отличия скорости горения ВЭМ в камере СБ, определяемой по эмпирической формуле зависимости скорости горения от давления и рассчитанной по модели нестационарного горения ВЭМ. При возрастании давления нестационарная скорость горения выше, чем скорость, определяемая по эмпирической формуле. Отличие имеет максимальное значение при мгновенном давлении в интервале 450...500 атм. и достигает 45 % по сравнению с квазистационарным значением скорости горения ВЭМ. При уменьшении давления нестационарная скорость горения ниже, чем скорость, определяемая по эмпирической формуле.

Таким образом, нестационарная скорость горения высокоэнергетического материала, обусловленная большой скоростью изменения давления в сопловой бомбе, отличается от квазистационарной скорости. Это отличие зависит от скорости изменения давления и от его абсолютной величины. Расчеты по модели с учетом нестационарности скорости горения материала совпадают с экспериментальными измерениями с удовлетворительной точностью.

Список литературы и источников

10. Установка полузамкнутого объема для исследования горения топлив / К. С. Рогаев, А. С. Дьячковский, Н. М. Саморокова, А. Н. Ищенко, А. С. Шестопалова // XVII Всероссийский симпозиум по горению и взрыву: тезисы докладов. – Черноголовка, 2024. – С. 104–105. – Текст : непосредственный.
11. Информационно измерительный комплекс НИИ ПММ ТГУ / В. В. Буркин, А. С. Дьячковский, А. Н. Ищенко, Л. В. Корольков, К. С. Рогаев, А. Ю. Саммель, Е. Ю. Степанов, А. В. Чупашев // Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики : международная молодежная научная конференция, 17–19 ноября 2014 года. – Томск : ТГУ, 2014. – С. 127–128. – Текст : непосредственный.
12. *Крайнов, А. Ю.* Численное моделирование нестационарного горения высокоэнергетического материала в закрытом объеме на основе сопряженной модели горения / А. Ю., Крайнов, К. М. Моисеева, В. А. Порязов // Химическая физика и мезоскопия. – 2023. – Т. 25, № 3. – С. 310–320. – Текст : непосредственный.
13. *Крайнов, А. Ю.* Численное моделирование нестационарного горения пороха при быстром росте давления на основе сопряженной модели горения / А. Ю. Крайнов, В. А. Порязов // Инженерно-физический журнал. – 2022. – Т. 95, № 1. – С. 185–193. – Текст : непосредственный.
14. *Абрамович, Г. Н.* Прикладная газовая динамика. – М. : Наука, 1976. – 888 с. – Текст : непосредственный.

РАЗВИТИЕ ПРОЦЕССОВ ВТМО И РАЗРАБОТАННОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОТВЕТСТВЕННЫХ ДЕТАЛЕЙ МАШИНОСТРОЕНИЯ

А. М. Липанов¹, В. Б. Дементьев², К. Г. Волков²

¹Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

Аннотация. В работе представлено описание процесса винтового обжатия в режиме высокотемпературной термомеханической обработки. Приведены основные характеристики материалов после рассматриваемой обработки. Указаны основные преимущества процесса, обеспечивающие одновременное увеличение механических и эксплуатационных свойств материалов, а также повышенные точностные параметры изделий и улучшенное качество поверхностей по сравнению с общепринятыми технологическими процессами, распространенными в производстве. Представлены особенности микроструктуры конструкционных сталей, подвергнутых винтовому обжатию при высокотемпературной термомеханической обработке. Представлены примеры внедрения результатов исследований на металлургические и машиностроительные предприятия.

Ключевые слова: высокотемпературная термомеханическая обработка, винтовое обжатие, конструкционные материалы, повышение комплекса свойств.

Введение. Развитие машин и механизмов происходит с чередованием двух стадий – эволюционной и революционной. Эволюционная стадия характеризуется невысокими темпами повышения параметров машин и механизмов, революционная – высокими [1]. Но в любом случае происходит повышение эксплуатационных параметров, что в свою очередь требует создания новых материалов или повышения всего комплекса свойств существующих. Решению вопросов повышения свойств материалов посвящено большое количество исследований, в которых используются различные подходы, например, формирование функциональных покрытий [2, 3] или применение биметаллических материалов в узлах машин и механизмов [4]. Но полноценное повышение всего комплекса механических и эксплуатационных свойств оказывается труднодостижимым. В связи с этим актуальным остается вопрос повышения всего комплекса свойств конструкционных материалов, в том числе связанных с технологическими аспектами получения заготовок или обработки готовых изделий.

Полученные результаты. Значительны успехи по решению вопросов комплексного повышения свойств конструкционных материалов получены на базе процесса высокотемпературной термомеханической обработки (ВТМО). Впервые в мировой практике разработан принципиально новый процесс – винтовое обжатие (ВО) в режиме ВТМО. Данный подход при изготовлении деталей машин и механизмов позволяет повышать прочностные свойства, пластичность и вязкость конструкционных материалов при существенном возрастании эксплуатационной долговечности под высокими постоянными или знакопеременными нагрузками, а также снижает трудоемкость изготовления, повышает коэффициент использования материала и культуру производства.

На данный момент сформулированы и экспериментально доказаны положения о формировании свойств материалов и качества изделий за счет управления напряженно-деформированным состоянием в очаге деформации при ВТМО ВО. Развита теоретическая основа формирования наноструктуры металлов при термомеханической обработке, показано, что ВТМО ВО позволяет создавать диспергированную структуру мелкоиглочатого мартенсита при последующем образовании равномерно распределенных в объеме изделия карбидов характерным размером 0,1...10 нм. При этом описанная структура положительно влияет на весь комплекс механических свойств сталей: временное сопротивление увеличивается более чем на 10 %, условный предел текучести более 9 %, относительное удлинение более 10 % при сохранении заданной твердости. Дополнительно обеспечиваются точность раз-

меров на уровне 9-11-х квалитетов, разностенность трубных изделий на уровне 0,2 мм, непрямолинейность оси канала в диапазоне 0,2...0,25 мм, качество поверхности на уровне Ra 1,25 мкм.

Внедрение результатов. Новые технологии, разработанные на основе ВТМО, в том числе импортозамещающие, прошли промышленные испытания при изготовлении различных деталей машин и механизмов в гражданской и оборонной отраслях, показавших повышение их долговечности до 5 раз, снижение себестоимости – до 30 %, металлоемкости – до 15 %.

Результаты выполненных работ по данной тематике позволили оптимизировать технологические процессы и разработать оборудование для производства высокопрочного калиброванного проката для изделий оборонно-промышленного комплекса на предприятии ОАО «Ижсталь». На ОАО «ИжНефтемаш» создано уникальное оборудование нового поколения для изготовления прецизионных труб штанг глубинных насосов. Для научно-производственного центра «Пружина» разработана технология изготовления высокопрочных пружин, позволившая снизить себестоимость изготовления на 25...30 % при сохранении служебных свойств. Разработана новая технология изготовления осей для ОАО «ВПМЗ Молот», позволившая увеличить их долговечность в 1,4 раза при замене легированной стали на сталь с меньшей стоимостью. Разработана технология изготовления стволов со специальным профилем канала, позволяющим производить стрельбу патронами, снаряженными как пулей, так и дробью.

Заключение. Созданная технология способна эффективно решать вопросы комплексного повышения прочностных, пластических и эксплуатационных характеристик материалов и изделий, изготовленных на их основе. Разработанное оборудование способно эффективно заменитькупаемые за рубежом ковочные машины с одновременным обеспечением высокого качества и снижении себестоимости изделий, исключая импортозависимость страны в производстве критически важных изделий машиностроения.

Список литературы и источников

1. Убайдуллаев Г. К., Эргашев Н. Т., Рашидов А. М. Основные закономерности и современные тенденции развития транспортных машин // Научные исследования и образование. – 2022. – № 7. – С. 138–142. – Текст : непосредственный.
2. Исследование противоизносных свойств в восстановительных металломатричных композитах / А. Г. Ипатов, Е. В. Харанжевский, С. Н. Шмыков, А. В. Малинин // Вестник Ижевской государственной сельскохозяйственной академии. – 2024. – № 2(78). – С. 134–140. – DOI: 10.48012/1817-5457_2024_2_134-140. – Текст : непосредственный.
3. Поздеева А. Ю., Амосов А. П., Юдин П. Е. Материалы для пропитки пористых металлизационных газотермических антикоррозионных покрытий погружного нефтепромыслового оборудования. – Часть 2 // Нефтегазовое дело. – 2024. – Т. 22, № 3. – С. 113–122. – DOI: 10.17122/ngdelo-2024-3-113-122. – Текст : непосредственный.
4. Математическое моделирование диффузионного процесса в переходной зоне при получении биметаллических заготовок / В. Г. Суфиянов, С. Д. Соловьев, М. Ю. Стерхов, Д. А. Клюкин // Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOS'2020) : сборник трудов Десятой Всероссийской конференции, Ижевск, 17–19 марта 2020 года. – Ижевск : УдмФИЦ УрО РАН, 2020. – С. 300–308. – Текст : непосредственный.

РАСЧЕТ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ НА ОСНОВЕ ПРЯМОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А. М. Липанов¹, С. А. Карсканов²

¹Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

Аннотация. Показаны результаты численного решения аэродинамических задач на основе прямого численного моделирования путем интегрирования уравнений Навье – Стокса без привлечения дополнительных моделей и эмпирических констант. Приведены результаты решения задачи торможения сверхзвукового потока в круглой трубе и прямоугольном канале. Представлены теневые картины распределения плотности в зависимости от параметров потока. Поток состоит из последовательных ромбовидных ударных волн, распределенных по всей длине канала. Определено, что размер х-образных структур зависит от параметров потока (в основном от числа Маха). В прямоугольном канале присутствуют также прямые скачки уплотнения. Приводятся результаты расчета внешних задач обтекания сверхзвуковым потоком. На основе численного эксперимента рассчитано донное сопротивление. Проводится сравнение численных результатов с данными физических экспериментов и результатами других методов. Показано, что результаты моделирования на основе DNS не уступают по точности результатам по RANS и LES.

Ключевые слова: прямое численное моделирование, уравнения Навье – Стокса, сверхзвуковое течение, вязкий газ, высокий порядок аппроксимации.

Введение. С быстрым развитием возможностей вычислительной техники (компьютерного оборудования) и непрерывным численным исследованием турбулентности, метод высокоточного моделирования турбулентности привлекает все больше внимания. Еще 10–15 лет назад моделирование сверхзвуковых потоков на основе метода DNS не представлялось возможным.

Методы высокоточного моделирования высокоскоростных потоков, такие как прямое численное моделирование (DNS) и моделирование крупных вихрей (LES), могут дать более точную информацию о поле турбулентного потока и разрешить более тонкие структуры турбулентности, но, с другой стороны, сложность их применения также возрастает.

Сегодня на повестке дня разработка новых поколений авиационных и ракетных воздушно-реактивных двигателей, рассчитанных на работу при сверхзвуковых скоростях. Потребовалось иметь более детальную информацию, не только интегральную, но и локальную о газодинамических процессах, сопровождающих торможение высокоскоростных потоков в каналах [1]. Кроме того, информация необходима также и потому, что потребовалось управлять процессами торможения сверхзвуковых потоков в каналах.

Осесимметричные аэродинамические тела с тупым основанием, такие как ракеты, реактивные снаряды или пули, испытывают значительное сопротивление на сверхзвуковых скоростях. Донное сопротивление, которое вызвано низким давлением, связанным с рециркуляционным потоком за основанием тела, может составлять до 35 % от общего сопротивления [2]. Небольшие изменения в поведении потока могут повлиять на донное давление и, следовательно, на характеристики всего летящего аппарата. Это говорит о том, что попытки изменить поток в ближнем следе таким образом, чтобы донное давление увеличилось, могут быть весьма полезными в отношении снижения сопротивления и, как следствие, в отношении улучшения характеристик летательных аппаратов или снарядов. Однако чтобы эффективно изменить поток в ближнем следе, крайне важно, чтобы было получено подробное понимание физических механизмов, ответственных за результирующий средний поток. Используя гидродинамическую неустойчивость в потоке, можно добиться эффективной модификации ближнего следа в форме пассивного управления, такого как отвод основания, затухание струи, сжигание основания и др., или, в конечном итоге, активного управления потоком.

Численная реализация. Уравнения Навье – Стокса для сжимаемого газа решались на основе разностных методов высокого порядка аппроксимации. Торможение сверхзвукового потока в прямоугольном канале исследовалось на основе интегрирования трехмерных уравнений. Течение в круглой трубе и обтекание цилиндрических тел рассчитывалось на основе осесимметричной постановки в цилиндрической системе координат. Математическая формулировка уравнений Навье – Стокса в различных системах координат присутствует в монографии [3].

Численный алгоритм для решения сжимаемых уравнений Навье – Стокса в консервативной форме основан на использовании неосциллирующих схем пятого порядка WENO [4]. Схемы WENO с автоматическим анализом гладкости хорошо подходят для разрешения вихревых ударных волн и обеспечения численной устойчивости.

Схема TVD (невозрастания полной вариации) второго порядка Рунге – Кутты используется для интегрирования по времени [5]:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}^{(1)} &= \mathbf{U}^n + \Delta t \mathbf{L}(\mathbf{U}^n); \\ \mathbf{U}^{(n+1)} &= \frac{1}{2} \mathbf{U}^n + \frac{1}{2} \mathbf{U}^{(1)} + \frac{1}{2} \Delta t \mathbf{L}(\mathbf{U}^{(1)}). \end{aligned} \quad (1)$$

Подробное описание формулировки задач, численных схем, а также начальных и граничных условий можно найти в [6]. Обоснованность численных методов и процедур также была установлена в нескольких предыдущих публикациях [7, 8]. Кроме того, физический реализм и точность вычисленных полей потока были подтверждены путем сравнения с экспериментальными результатами при аналогичных условиях потока. Дополнительные сравнения результатов DNS как с экспериментами, так и с другими высококачественными моделированиями представлены далее.

Внутренние сверхзвуковые течения. Рассмотрим задачу внутреннего торможения газа в сверхзвуковом канале. Для начала рассмотрим круглую осесимметричную трубу, то есть канал имеет форму цилиндра с круглым сечением.

Граничные условия задаются следующим образом. На входной границе значения параметров полагаются равными значениям набегающего потока: $\rho_0 = 1$, $p_0 = 1$, $u_{x0} = 1$, $u_{r0} = 0$.

На выходной границе для всех параметров задаются «условия сноса» $\frac{\partial f}{\partial x} = 0$, $f = (\rho, p, u_x, u_r)$

. На твердых стенках канала задаются условия прилипания и непротекания для скорости. Кроме того, поверхность канала предполагается адиабатической.

В качестве начальных условий во внутренних точках используются параметры стационарного потока.

При входе в канал сверхзвукового потока на стенках образуются пограничные слои, однако, резкого нарастания их толщины не происходит (в отличие от дозвукового течения). Взаимодействие между ядром потока и пограничными зонами нет. Режим течения является закритическим и имеет ромбовидную структуру с системой трансформирующихся скачков и градиентов параметров.

На рисунке 1 показана теневая картина распределения плотности для потока с различными характерными числами Маха и Рейнольдса 10^5 . Плотность распределена в виде последовательных, несколько вытягивающихся вглубь по длине, ромбов. Уменьшение числа Маха заметно уменьшает размеры ромбов из волн сжатия, из которых состоит структура течения. Увеличение числа Маха, наоборот, приводит к вытягиванию ромбовидных структур.

Далее рассмотрим модельную задачу торможения сверхзвукового течения в трехмерном прямоугольном канале квадратного сечения. Как и в случае с круглой трубой установившееся течение состоит из лямбдаобразных структур. Это видно из данных рисунка 2.

Однако кроме х-образных ромбовидных структур в прямоугольном канале образуются прямые скачки уплотнения. Это также видно на рисунке 2. Чем выше число Маха, тем дальше от входа находится максимальный прямой скачок параметров.

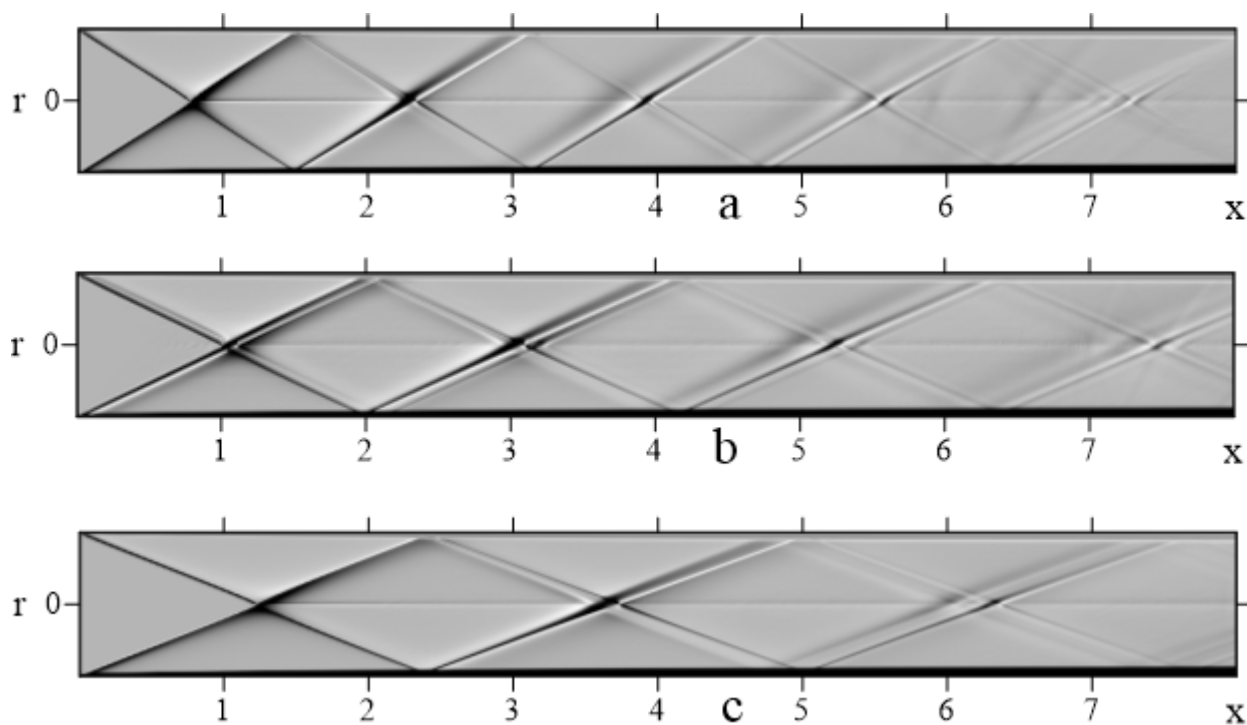


Рис. 1. Теневая картина плотности в круглой трубе: *a* - $M = 2.0$; *b* - $M = 2.5$; *c* - $M = 3.0$

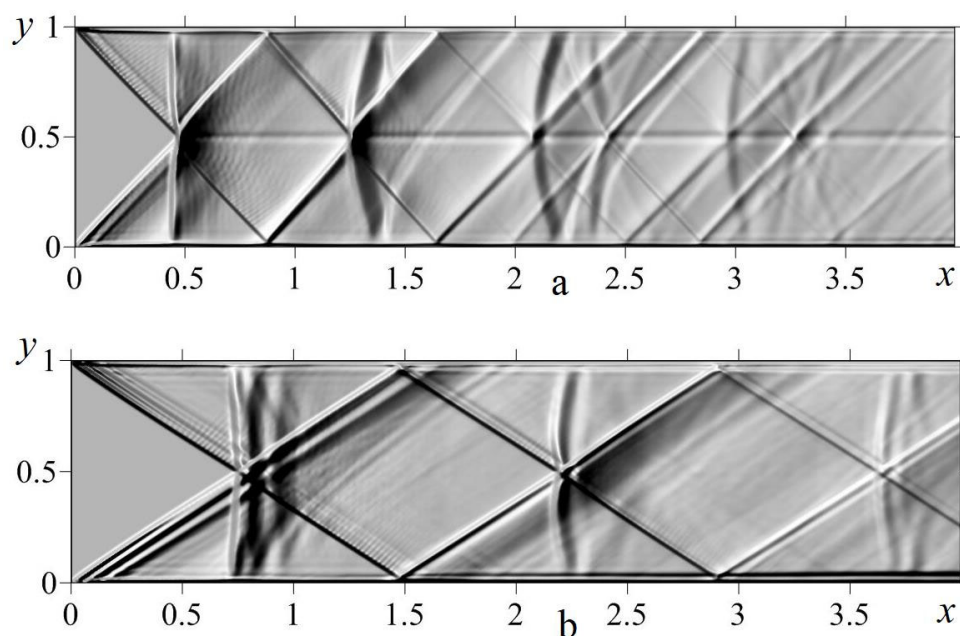


Рис. 2. Теневая картина плотности в прямоугольном канале: *a* - $M = 1.5$; *b* - $M = 2.0$

На рисунке 3 показана картина распределения давления в плоскости симметрии канала в виде поверхности.

На рисунке отчетливо видны как прямые скачки уплотнения, так и система ромбовидных структур, распределенных по всей длине канала. Стоит отметить, что максимум на прямом скачке уплотнения находится в точке вершин соседних ромбов.

На рисунке 4 приведена экспериментальная фотография процесса торможения сверхзвукового потока из работы [9]. Сравнение рисунков 1-3 с рисунком 4 свидетельствует о физическом подобии картин течения и обоснованности выбранной методики и алгоритмов моделирования.

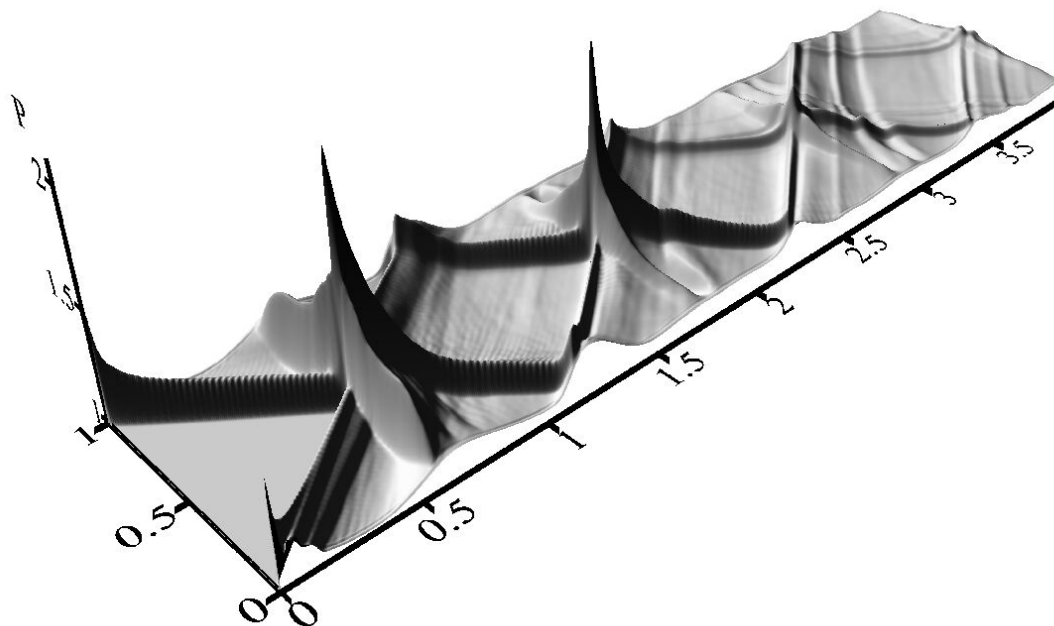


Рис. 3. Поле давления в прямоугольном канале, $M = 1.7$

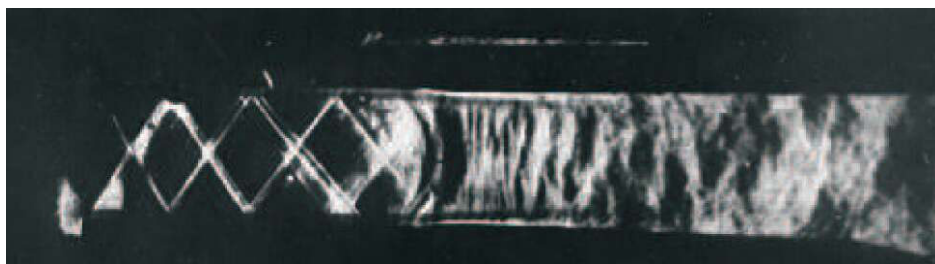


Рис. 4. Торможение сверхзвукового потока в канале при $M = 2$

Внешнее обтекание оживальных тел сверхзвуковым потоком. Решалась задача обтекания оживальных тел сверхзвуковым потоком. При движении метаемых тел со сверхзвуковой скоростью основную часть сопротивления движению снаряда составляют волновое и донное сопротивления, возникающие в результате образования ударных волн и зоны разрежения за дном снаряда. Сопротивление поверхностного трения составляет не более 10 % от общего сопротивления движению. Донное сопротивление составляет 20...30 % от общего.

На рисунке 5 показана теневая картина обтекания снаряда потоком с числом $M = 3.0$.

Четко визуализируются ударные фронты и нестационарное вихревое течение за снарядом.

На основе осесимметричной модели уравнений Навье – Стокса проведен расчет течения за круговым цилиндром. Данные исследования важны для оценки донного сопротивления, которое составляет до половины общего аэродинамического сопротивления объекта, движущегося с высокой скоростью и возникающего из-за образования области низкого давления позади объекта.

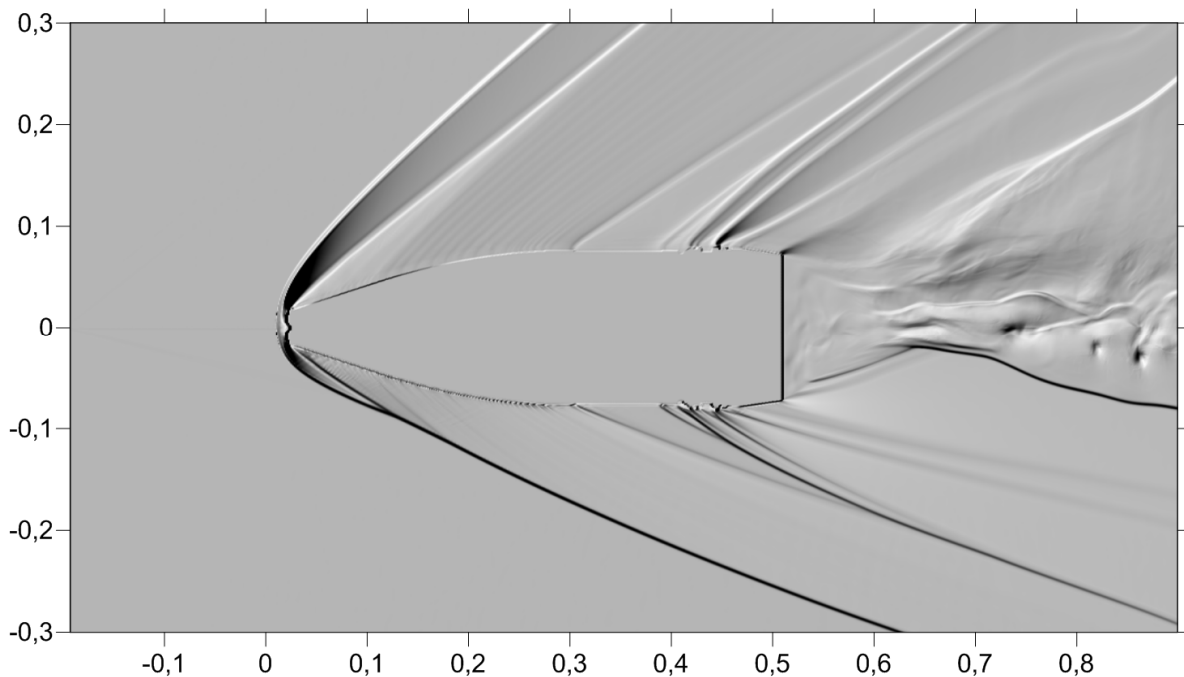


Рис. 5. Обтекание снаряда под углом атаки, $M = 3$

Число Рейнольдса рассматриваемого течения было равно $Re = 1.65 \cdot 10^6$, число Маха $M = 2.46$. Рассматривалась окружающая среда с давлением в одну атмосферу и температурой 293 К. Масштаб для скорости был равен $u_* = 844$ м/с. В качестве масштаба для линейных величин выступал радиус цилиндра $r_* = 3.25$ см.

Следует отметить: в отличие от декартовой плоской формулировки 2D осесимметричная формулировка позволяет разрешить азимутальное напряжение, не нарушается представление о трехмерности пространства.

Мгновенная картина распределения давления за цилиндром показана на рисунке 6. Отчетливо видна зона пониженного давления, расположенная за цилиндром.

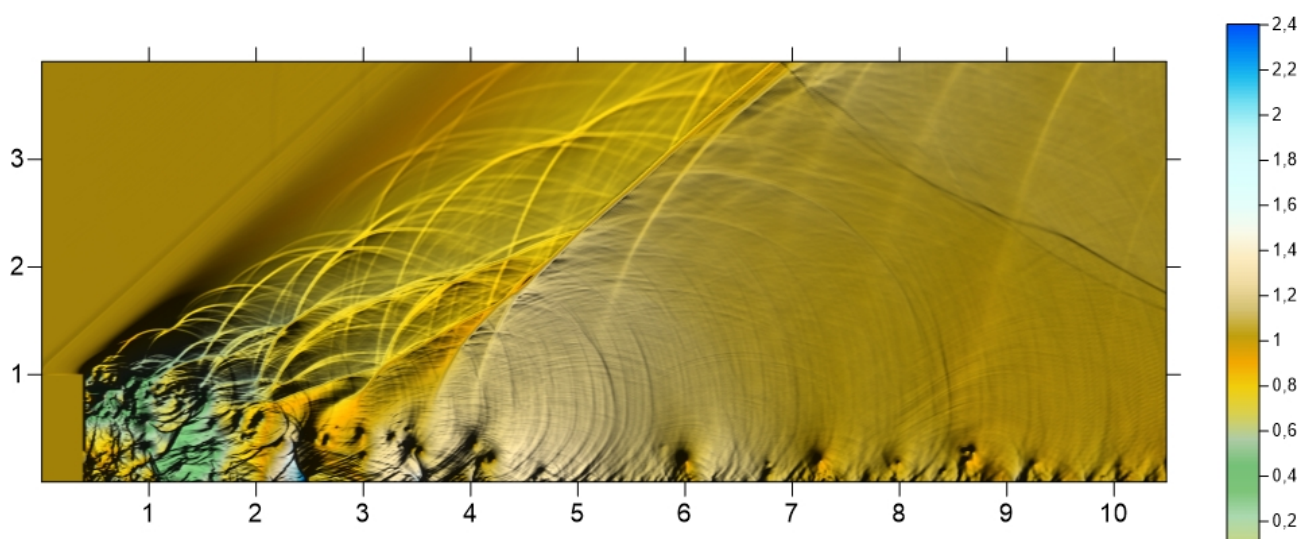


Рис. 6. Давление за цилиндром при $M = 2.46$

Для определения донного сопротивления необходимо иметь распределение значений коэффициента донного давления вдоль поверхности, определяемого по формуле

$$C_p = \frac{2(p_b/p_0 - 1)}{kM^2}, \quad (2)$$

где p_b – давление на стенке; p_0 – давление в окружающей среде.

Наконец, на рисунке 7 приведены сравнения данных численных расчетов, полученных с помощью различных моделей, с результатами физических измерений.

Видно, что результаты DNS-моделирования хорошо согласуются с экспериментом и не уступают по точности методам RANS и LES.

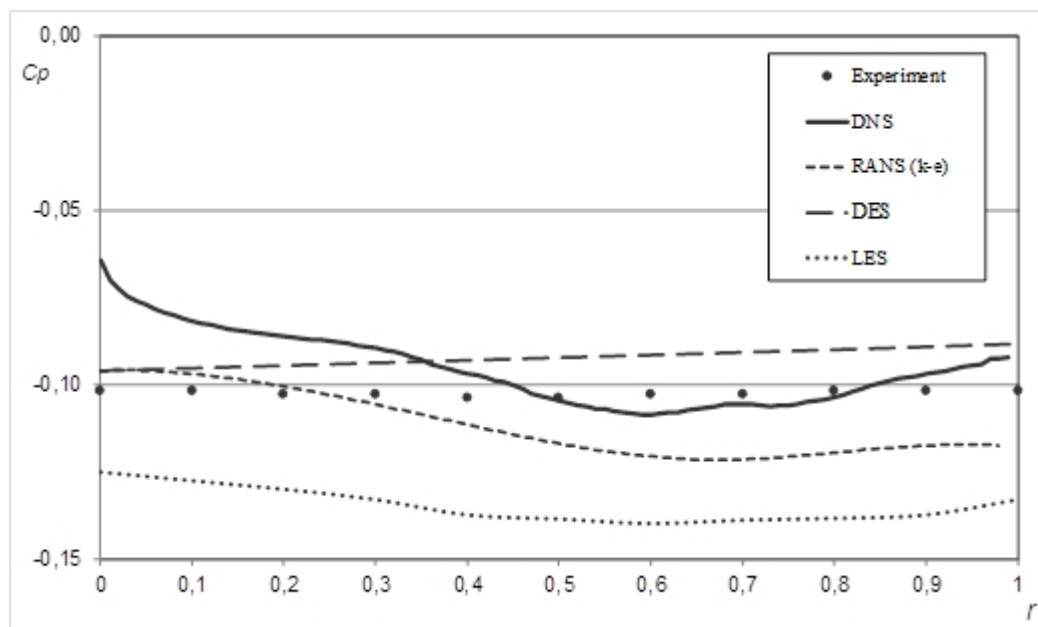


Рис. 7. Распределение донного давления: эксперимент DNS [10], RANS, DES, LES [11]

Заключение. Приведенные в работе результаты решения задач, полученные на основе прямого численного моделирования уравнений Навье – Стокса, показывают состоятельность метода. Современная вычислительная техника позволяет рассчитывать даже сверхзвуковые течения без привлечения какой-либо эмпирики. Это может быть крайне полезным инструментом для калибровки существующих моделей турбулентности. Показанные в работе сравнения результатов моделирования свидетельствуют об этом.

Расчеты выполнены на суперкомпьютере «Уран» (ИММ УрО РАН, Екатеринбург).

Список литературы и источников

1. *Lunatov I. I.* Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах // Известия Саратовского университета. – 2008. – Т. 8, вып. 3. – С. 49–56. – Текст : непосредственный.
2. *Sandberg R. D., Fasel H. F.* (2006) Direct numerical simulations of transitional supersonic base flows. *AIAA J.*, vol. 44, no. 4, p. 848–858. – Текст : непосредственный.
3. *Lunatov A. M.* Теоретическая гидромеханика ньютоновских сред. – М. : Наука, 2011. – 551 с. – Текст : непосредственный.
4. *Martin M. P., Taylor E. M., Wu M., Weirs V. G.* (2006) A Bandwidth-Optimized WENO Scheme for the Direct Numerical Simulation of Compressible Turbulence. *Journal of Computational Physics*, vol. 220, no. 1, pp. 270–289. – Текст : непосредственный.
5. *Gottlieb S., Shu C.-W.* (1998) Total variation diminishing Runge-Kutta Schemes. *Mathematics of computation*, vol. 67, no. 221, pp. 73–85. – Текст : непосредственный.
6. *Lipanov A. M., Karaskanov S. A.* (2024) Direct Numerical Simulation of Supersonic Gas Flow Through a Circular Cylindrical Channel. *Russian Journal of Nonlinear Dynamics*, vol. 20, no. 3, pp. 361–369. – Текст : непосредственный.
7. *Lipanov A. M., Karaskanov S. A.* (2022) Direct Numerical Simulation of Aerodynamic Flows Based on Integration of the Navier - Stokes Equations. *Russian Journal of Nonlinear Dynamics*, vol. 18, no. 3, pp. 349–365. – Текст : непосредственный.

8. *Karskanov S. A., Karpov A. I., Shaklein A. A., Lipanov A. M., Rusyak I. G., Korolev S. A.* (2023) Prediction of the Supersonic Flow Base Pressure by Axisymmetric Direct Numerical Simulation. *Journal of Applied and Computational Mechanics*, vol. 9, no. 3, Pp. 739–748. – Текст : непосредственный.
9. Газовая динамика. Серия: Аэродинамика больших скоростей / под ред. Эммонса. – М. : Физматлит, 1957. – Текст : непосредственный.
10. *Herrin J. L., Dutton J. C.* (1994) Supersonic base flow experiments in the near wake of a cylindrical afterbody. *AIAA J.*, vol. 32, no. 1, pp. 77–83. – Текст : непосредственный.
11. *Simon F., Deck S., Guillen P.* (2006) Reynolds-Averaged Navier - Stokes/ Large-Eddy Simulations of Supersonic Base Flow. *AIAA J.*, vol. 44, no. 11, pp. 2578-2590. – Текст : непосредственный.

АНАЛИЗ СИСТЕМЫ ТРЕБОВАНИЙ К ЦИФРОВОМУ ДВОЙНИКУ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Н. М. Макаров, А. Ф. Сальников

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

Аннотация. Рассмотрены требования к цифровому двойнику и связанным моделям. При помощи схемы показана структура двойника изделия. Приводится определение двойника ракетного двигателя. Производится применение стандарта в соответствии с принципом работы и устройством изделия. Отражены особенности проведения цифровых испытаний и отображения рабочих процессов при разработке физической модели. Особенностью рассматриваемой технологии является возможность описания структуры, функциональности и поведения изделия в режиме реального времени. Виртуальное пространство формируется посредством алгоритмов и данных отображаемого объекта с установленных датчиков. К основным требованиям по разработке и приемке цифрового двойника относятся достижение целевых показателей при проведении виртуальных испытаний и подтверждение адекватности цифровой модели в условиях заданных ресурсных ограничений.

Ключевые слова: цифровой двойник, ракетный двигатель, компьютерная модель, виртуальные испытания.

Цифровой двойник ракетного двигателя представляет в реализации математически и технически сложную задачу. Решение ее позволит прежде всего сократить количество испытаний за счет отработки вариантов на цифровом испытательном стенде и снизить финансовые и временные издержки на каждой стадии жизненного цикла.

Разработка цифровых двойников осуществляется в соответствии с ГОСТ Р 57700.37–2021 «Компьютерные модели и моделирование. Цифровые двойники изделий. Общие положения», в котором описаны цель, задачи и общие требования создания двойника. Согласно стандарту цифровым двойником изделия называют систему, состоящую из цифровой модели и двусторонних информационных связей с изделием и его составными частями [1]. Общие положения регламентируют внедрение технологии, применение результатов моделирования и проведение виртуальных испытаний. В качестве примера можно привести цифровой двойник малоразмерного двигателя СМЛ-180/240, испытания которого осуществлялись на программно-технологической платформе. Предъявленные требования двигатель подтверждал на виртуальном испытательном стенде. В режиме реального времени формировались результаты численного моделирования по данным с установленных датчиков.

Цифровой двойник ракетного двигателя – цифровая модель камеры и системы регулирования процессом испытания, имитирующая режимы запуска отображаемого объекта и протекающие в нем нестационарные физические процессы, при этом в реальном времени проводящая телеметрические измерения и корректирование параметров испытания в случае отклонения характера поведения двигателя. Анализ функциональности изделия осуществляет оператор и для адаптации всей виртуальной системы изменяет конфигурации физико-математической модели. Методики анализа, в свою очередь, регламентирует конструкторская документация, и представление результатов испытания необходимо проводить в заданном отчетном виде.

Необходимо учитывать, что применение цифровых двойников как метода исследования объектов и процессов требует разработки методик, алгоритмического и программного обеспечения. Вместе с тем решение этих задач должно быть получено при обосновании адекватности математических моделей.

На рисунке представлена схема управления моделированием и испытанием. В цифровую модель, отражающую ситуацию объекта моделирования, вводятся исходные управляющие данные. Полученные результаты моделирования анализируются, изменяются и вновь поступают на вход модели. Таким образом, осуществляется активное прогнозирование и получе-

ние оптимального решения, которое через средства сопряжения формирует управляющие воздействия, поступающие на объект управления с цифрового двойника в системе управления. Процесс циклически повторяется до достижения желаемого состояния управляемого объекта [2].

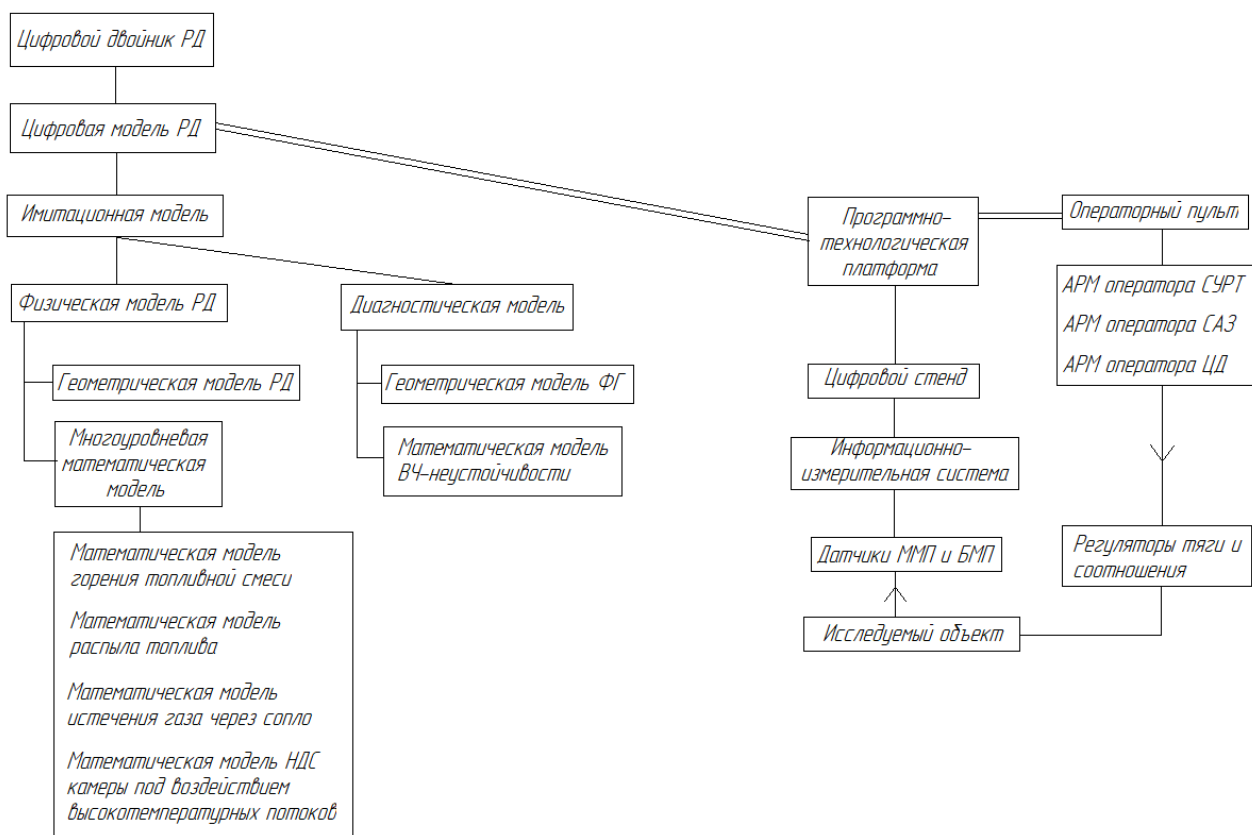


Схема управления моделированием и испытанием

Если виртуальные испытания изделия закреплены стандартом, то сам процесс запуска двигателя разрабатывается особо на основе нормативной документации для цифровых двойников и преемственности методик экспериментальной отработки. На стадии опытно-конструкторских работ осуществляются исследовательские испытания по уточнению и отработке параметров и обеспечению работоспособности. Оценка характеристик и проверка выполнения частных технических условий выполняется посредством огневых испытаний. На данном этапе подтверждается контроль качества и надежности. Как известно, в каждый период изготовления проводятся прямо-сдаточные (контрольно-технологические, контрольно-выборочные) и специальные периодические испытания.

Проведение виртуальных испытаний изделия в полном объеме подразумевает также специальные огневые испытания, поскольку режимы работы двигателя сопровождаются самовозбуждением автоколебаний. В общем случае неустойчивость горения является результатом взаимодействия акустических колебаний в камере сгорания и в каналах форсунок с такими явлениями как распыл, испарение, смешение, химическая кинетика. Успешное моделирование неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях зависит от правильности отображения данных процессов [3].

Отображение реальных процессов при помощи физических моделей возможно выполнить при выполнении пропорциональности геометрических характеристик пространственной области, однозначности физических постоянных, начальных и граничных условий. В управление процессом в камере сгорания вносят два основных явления, от качества моделирования которых зависит адекватность цифровой модели. Первое носит гидродинамиче-

ский характер и определяет стадию смешения компонентов, второе – химические реакции топливных компонентов [4].

Для прогнозирования устойчивой/неустойчивой работы камеры сгорания двигателя требуется построение диагностической модели явления неустойчивости горения. Исследование устойчивости двигателя требует составления дифференциальных уравнений отдельных звеньев системы. При этом необходимым условием для анализа неустойчивости и дополнительного изучения фронта пламени является наличие экспериментального материала. Накопление фактов позволит сформировать представление о причинах, нарушающих устойчивость рабочего процесса. Кроме того, количественные результаты, получаемые с изделия, с целью их обобщения должны быть получены с применением методов теории подобия.

Для разработки цифрового двойника изделия создается многоуровневая система требований, которая позволяет проверять соответствие значений показателей, необходимых для удовлетворения требований к изделию, установленным диапазонам значений, а также анализировать их взаимное влияние. Значения должны быть актуальны физическому объекту в любой момент времени и автоматически соответствовать его изменениям. Описанный процесс обеспечивает алгоритм, суть которого заключается в формировании матрицы исходных данных и проектных требований к объекту согласно таблице матрицы адаптации параметров. В горизонтальных строках матрицы должны быть указаны численные значения анализируемых параметров, которые необходимо достичь для удовлетворения требований технического задания, в вертикальных – численные значения для вариантов конструкции на каждом виртуальном испытании.

Матрица требований и целевых показателей

№ ОСИ	Целевые показатели							
	$P_{\text{ном}} = \dots,$ МПа	$R_{\text{ном}} = \dots,$ кН	$\tau_p = \dots,$ с	Обороты ТНА = $\dots,$ об/мин	$T_{\text{газ}} = \dots,$ К	$T_{\text{пов}} = \dots,$ К	$\dot{m}_e = \dots,$ кг/с	$\dot{m}_o = \dots,$ кг/с
ОСИ ₁	–	–	–	–	–	–	–	–
ОСИ ₂	–	–	–	–	–	–	–	–
ОСИ ₃	–	–	–	–	–	–	–	–

В статье «Цифровые близнецы и превосходство в производстве на основе виртуального прототипа завода» Майкл Гривс формулирует три основных требования. Первое требование состоит в необходимости визуального повторения облика исходного объекта; второе требование оговаривает необходимость объекту вести себя реалистично при проведении различных испытаний; третье требование заключается в возможности получения информации, сформированной с помощью искусственного интеллекта, с оценкой текущего состояния объекта [5].

Целесообразно с учетом модульной концепции цифровых двойников применять систему требований, включающей параметры испытательного оборудования и группы параметров изделия: прочностные, функциональные, энергетические, тепловые. Таким образом, можно анализировать взаимное влияние значений отображаемых объектов и учесть характеристики испытательного стенда. Двойник согласно перечню контролируемых параметров должен быть обеспечен средствами автоматизированного получения данных об изменениях конструкторской документации, модернизации компьютерных моделей и инженерных расчетов. Решаемая комплексная задача по разработке компьютерной модели стенда и цифрового двойника изделия имеет своей целью объединить программу контрольных испытаний двигателя и результаты математического и физического моделирования. Программа виртуальных испытаний включает вместе с обязательным отражением методики и количества холодных и контрольных испытаний изделия факторы, влияющие на соответствие цифровой модели моделируемому процессу или изделию. Результаты методического и программного обеспечения подтверждаются испытаниями.

Список литературы и источников

1. ГОСТ Р 57700.37–2021. Компьютерные модели и моделирование Цифровые двойники изделий. Общие положения. – URL: <https://docs.cntd.ru/document/1200180928> (дата обращения: 03.03.2025). – Текст : электронный.
2. Методология экспериментальной отработки ЖРД и ДУ, основы проведения испытаний и устройства испытательных стендов : монография / А. Г. Галеев, В. Н. Иванов, А. В. Катенин [и др.]. – Киров : МЦНИП, 2015. – 436 с. – Текст : непосредственный.
3. *Лихтциндер, Б. Я.* Моделирование и цифровые двойники / Б. Я. Лихтциндер, П. А. Ольберг // Вестник Самарского государственного технического университета. – 2022. – Т. 30, № 4. – С. 20–32. – Текст : непосредственный.
4. *Шаулов, Ю. Х.* Горение в жидкостных ракетных двигателях / Ю. Х. Шаулов, М. О. Лернер. – М. : Оборонгиз, 1961. – 198 с. – Текст : непосредственный.
5. *Петров, А. В.* Имитационное моделирование как основа технологии цифровых двойников // Вестник Иркутского государственного технического университета. – 2018. – Т. 22, № 10. – С. 56–66. – Текст : непосредственный.

УТИЛИЗАЦИОННАЯ ОБРАБОТКА СТОЧНЫХ ВОД, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СЖИГАНИИ ЗАРЯДОВ ЭНЕРГОНАСЫЩЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Ю. Мелешко, Ю. Л. Краснобаев, В. В. Курылев

Военная академия ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого
Балашиха, Россия

Аннотация. Показано, что извлечение из сточных вод высокодисперсных частиц оксида алюминия, образующихся при сжигании зарядов энергонасыщенных материалов, возможно электрокоагуляцией. После отделения твердой фазы от раствора проводится повторный электролиз со сменой полярности и получением низкоконцентрированного раствора гипохлорита натрия. Определены рациональные условия проведения электролизного процесса на стадии извлечения частиц оксида алюминия электрокоагуляцией и на стадии получения раствора гипохлорита натрия из солевого раствора. Данный подход позволяет уменьшить затраты на обработку стоков путем использования одного и того же электролизного оборудования на двух стадиях технологического процесса и получить полезную продукцию. Представлены закономерности, характеризующие применяемые электролитические процессы, а также рекомендации по проведению электролиза сточных вод.

Ключевые слова: электролиз, сточные воды, сжигание энергонасыщенных материалов, утилизация.

Сжигание зарядов энергонасыщенных материалов (ЭМ) при их испытаниях и ликвидации обуславливает значительное воздействие на окружающую среду, связанное с выделением в окружающую среду опасных веществ [1, 2]. Созданные и используемые к настоящему времени стенды для испытаний и ликвидации зарядов ЭМ предназначены в первую очередь для локализации и первичной нейтрализации продуктов сгорания и не решают полностью вопрос обеспечения экологической безопасности, в том числе по отношению к загрязнению водных объектов или же к образованию отходов [3, 4].

Недостатком применяемого в настоящее время метода сжигания является большой объем сточных вод, образующихся при нейтрализации опасных продуктов сгорания. Данные сточные воды загрязнены, преимущественно, высокодисперсными взвешенными частицами, очистка которых осаждением затруднительна, а также хлоридами [5]. Сброс образующихся сточных вод в водные объекты ведет к значительному увеличению экологического ущерба, что влияет на общие затраты при сжигании ЭМ или же к появлению рисков по приостановке данной деятельности.

Роме того, не в полной мере, осуществляется выполнение требований некоторых нормативных документов в области эксплуатации изделий, в которых применяются ЭМ. Жизненный цикл данных изделий должен завершаться утилизацией. По отношению к зарядам ЭМ применяемые технологии ликвидации затруднительно отнести к утилизационным, так как не обеспечивается повторное полезное использование как самих изделий, так и их составных частей либо ресурсов, получаемых в результате ликвидации зарядов ЭМ. Поэтому при выборе технологии очистки сточных вод необходимо учитывать возможность получения полезной продукции.

Существующие технологии очистки сточных вод характеризуются необходимостью раздельной очистки воды от значительно отличающихся по свойствам загрязнителей, например, от взвешенных частиц и солей. Многостадийность технологического процесса, использование различных технологий на разных стадиях существенно удорожает очистку сточных вод. Целесообразно применение одной технологии, позволяющей проводить очистку от высокодисперсных взвешенных частиц и от солей хлорида натрия, а также получать при обработке сточных вод полезную продукцию.

При применении электролитических процессов возможно устранение попадания сточных вод в окружающую среду путем их преобразования в полезные продукты, а также уменьше-

ние количества используемого оборудования. К тому же растворы хлоридов позволяют интенсифицировать электролиз, так как являются электролитами.

Определение параметров электролиза (выбор электродных материалов, величин напряжений и плотностей тока в электролизной системе, температуры процесса, рекомендации по исполнению электролизной установки и др.) позволяет существенно повысить выход продуктов реакции, например, коагулянта гидроксида алюминия, а также уменьшить количество побочных веществ.

Применение бездиафрагменного электролиза упрощает и удешевляет конструкцию электролизера, снижает энергозатраты. Также целесообразно применение электролизеров с плоскими электродами для уменьшения габаритов установок.

Очистка от высокодисперсных взвешенных частиц возможна коагуляцией. При этом коагулянт может быть получен при анодном растворении. В целях обеспечения цикличности использования алюминия в производственном процессе целесообразно применение алюминиевого анода, а также инертного графитового катода для минимизации химических реакций в прикатодном пространстве.

Электрохимические способы коагуляционной обработки воды не требуют применения дополнительных реагентов, оборудования и емкостей для их хранения и приготовления. Аноды из алюминия растворяются при электролизе с переходом в раствор ионов алюминия. В растворе образуются гидроксиды с хорошей адсорбционной активностью по отношению к высокодисперсным взвешенным частицам оксида алюминия. К тому же применение алюминиевых анодов характеризуется таким положительным свойством, как наличие механизма самоочистки алюминиевых электродов во время анодного растворения [6].

Существенное влияние на процесс электролиза водного раствора хлорида натрия оказывает температура раствора. Повышение значений температур электролита позволяют интенсифицировать электролизный процесс, при этом происходит увеличение энергетических затрат. Снижение данных затрат возможно за счет регулирования подаваемого в систему напряжения. При этом из-за высокого омического сопротивления оксидной пленки на алюминиевом аноде значение потенциала не может иметь низкие значения.

Повышение температуры в растворе электролита при электролизе идет в основном за счет явлений, происходящих на поверхности анода, и связано с разрушением оксидной пленки на аноде, интенсификацией питтингообразования и увеличения площади соприкосновения металла с электролитом. При этом также возрастают значения плотности тока. При температурах выше 60 °С начинают протекать промежуточные реакции, ведущие к образованию побочных веществ. Поэтому регулирование процесса должно осуществляться при условии не превышения данного значения температуры раствора электролита.

На рисунке 1 представлены полученные экспериментально закономерности изменения температуры электролита и плотности тока от времени при электролизе 0,24 М водного раствора хлорида натрия с высокодисперсными взвешенными частицами оксида алюминия с концентрацией 18 г/л (диаметр частиц 1 мкм и менее) при различных напряжениях. Следует отметить, что для различных конструктивных исполнений электролизеров закономерности будут отличаться, но представленные данные позволяют выработать общие рекомендации по электролитической обработке сточных вод.

На 10-й минуте электролиза начинается активное хлопьеобразование. Индукционный период объясняется временем, затрачиваемым на разрушение оксидной пленки анода. В следующие 20 минут образуется достаточное количество коагулянта для взаимодействия с частицами оксида алюминия.

Часть образующегося хлопьеобразного гидроксида алюминия совместно с частицами оксида алюминия осаждается. Также хлопьеобразная твердая фаза находится во взвешенном состоянии в объеме электролита и частично поднимается на поверхность раствора за счет поверхностного взаимодействия с образующимися на катоде газообразными водородными пузырьками. Результаты эксперимента представлены таблице 1.

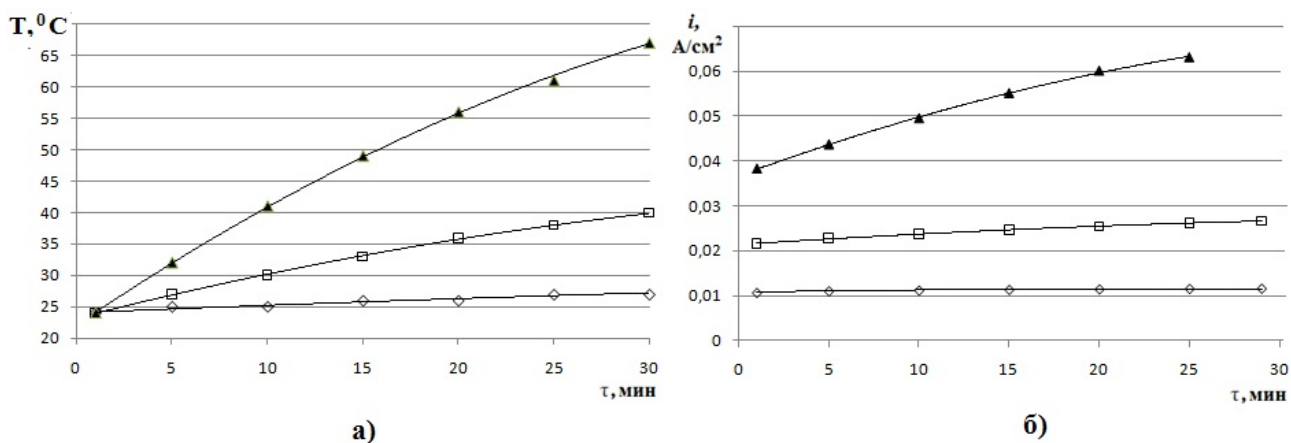


Рис. 1. Закономерности изменения температуры электролита (а) и плотности тока (б) от времени при электролизе сточных вод при различных напряжениях (\diamond – 10В, \square – 20 В, \blacktriangle – 30 В)

Таблица 1. Результаты электрокоагуляции высокодисперсных взвешенных частиц оксида алюминия при различных напряжениях

Напряжение, В	Убыль анода, г	Плотность тока, А/см ²	Масса образующегося $\text{Al}(\text{OH})_3$, г	Температура электролита, $^\circ\text{C}$
10	0,069	0,011...0,012	0,328	24...27
20	0,180	0,022...0,027	1,181	24...39
30	0,402	0,040...0,065	1,888	24...67

Полученные результаты показывают о целесообразности использования напряжения, подаваемого в электролизную систему со значениями 20...30 В и проведении электролиза в течение 30 минут.

Интересные данные получены при проведении экспериментов с солевыми растворами электролитов, содержащих высокодисперсные частицы оксида алюминия и без них. На рисунке 2 представлены закономерности изменения температуры электролита и плотности тока от времени, полученные при электролизе сточных вод различного состава (с содержанием частиц оксида алюминия и без них) при значении подаваемого в электролизную систему напряжения 30 В.

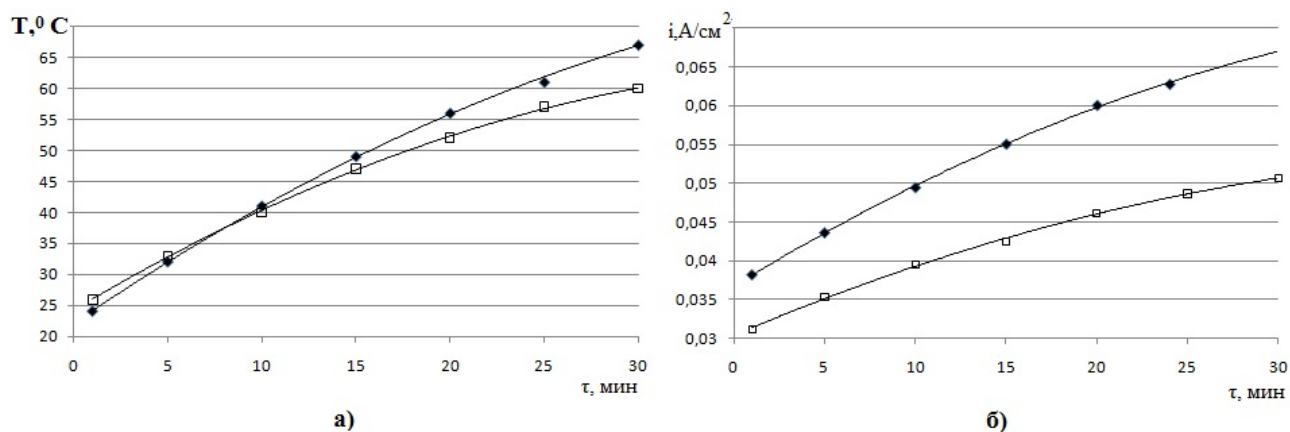


Рис. 2. Закономерности изменения температуры электролита (а) и плотности тока (б) от времени при электролизе сточных вод (\blacklozenge – с оксидом алюминия, \square – без оксида алюминия)

Полученные более высокие значения температур и плотности тока для электролита с частицами оксида алюминия показывают о возможном участии данных частиц, находящихся в электрическом поле, в электролизном процессе.

Частицы оксида алюминия характеризуются инертностью по отношению к другим веществам. Энергия связи между атомами алюминия и кислорода в молекуле оксида имеет существенные значения и процесс растворения оксида алюминия в воде термодинамически маловероятен [7].

Между тем оксидная пленка на поверхности анода разрушается из-за наличия Cl^- , образующихся при диссоциации хлорида натрия. Возможно, что частицы оксида алюминия, находящиеся во взвешенном состоянии в растворе электролита в поле постоянного тока также способны к взаимодействию по механизму поверхностной пленки.

Также частицы оксида алюминия могут иметь различную модификацию, в том числе нестабильную. Нестабильное состояние оксида алюминия может самопроизвольно переходить в ближайшее стабильное состояние (например, путем гидратации Al_2O_3 до $Al(OH)_3$ [8]).

После проведения коагуляции высокодисперсных взвешенных частиц оксида алюминия и удаления твердой фазы из раствора проводится смена полярности на электродах. Химические реакции в растворе электролита меняются и из раствора хлорида натрия образуются растворы гипохлорита натрия, которые могут найти применение в различных отраслях промышленности и обеспечить минимизацию используемого технологического оборудования.

Отсутствие диафрагмы в электролизере приводит к интенсификации восстановительных процессов на катоде, поэтому возможно получение только низкоконцентрированного раствора гипохлорита натрия.

Получаемый при повторном электролизе со сменой полярности низкоконцентрированный раствор гипохлорита натрия может быть использован в качестве антисептического раствора и дезинфицирующего раствора или в различных отраслях промышленности, а также при нейтрализации некоторых опасных компонентов жидкого ракетного топлива.

Необходимо учитывать, что скорость восстановления гипохлорит-иона при электролизе существенно зависят от используемых значений плотности тока и практически не зависит от материала катода, в качестве которого используется алюминий [9].

Повторная электролитическая обработка раствора электролита со сменой полярности (катод из алюминия и графитовый анод) проводилась при напряжениях 10, 20, 30 вольт в течение 30 минут.

Полученные данные приведены в таблице 2. Начальная температура электролита составляла 20 °С.

Таблица 2. Значения параметров электролитической обработки солевого раствора электролита со сменой полярности

Параметр	Напряжение, В		
	10	20	30
Плотность тока, А/см ²	0,013...0,015	0,030...0,040	0,050...0,085
Температура электролита, °С	22	32	53

Повышение значений силы тока в электролитической ячейке и температуры электролита при значениях напряжений 20 и 30 В показывает, что происходит интенсификация химических реакций в электролизере, в том числе интенсификация получения гипохлорита натрия.

В целях определения возможности уменьшения энергетических затрат на электролиз определяли концентрацию активного хлора C в получаемом растворе гипохлорита натрия при напряжении 10 В. Для определения концентрации активного хлора в растворе гипохлорита натрия применялся йодометрический метод. Результаты опыта приведены в таблице 3.

При напряжении 10 В отмечался рост концентрации активного хлора в растворе с 4-й минуты и на 8-й минуте концентрация достигала значения 10 мг/л. Растворы с такой концентрации и ниже находят широкое применение в различных областях, в том числе в качестве рабочих растворов при выполнении гигиенических мероприятий, обработке коммуникаций, емкостей, резервуаров с питьевой водой.

При напряжении 20 В концентрация активного хлора в растворе достигает значения 10 мг/л на 3-й минуте электролиза.

Таблица 3. Концентрация активного хлора в растворе гипохлорита натрия при электролизе с напряжением 10 В

Параметр	Время электролиза, мин				
	3	4	5	6	7
С, мг/л	5,8	5,9	6,9	8,0	10,0

Концентрация активного хлора определялась также с помощью тестового анализа, применяемого при технологическом, санитарно-химическом и экологическом экспресс-анализе питьевой воды, водных растворов на содержание активного остаточного хлора в свободной и связанной формах; санитарно-пищевого контроля остаточного хлора в промывных водах, дезинфицирующих растворах, используемых на производствах пищевых продуктов.

Приблизительные значения времени получения растворов гипохлорита натрия электролизом при напряжении 30 В с различными концентрациями активного хлора представлены в таблице 4.

Таблица 4. Время получения растворов гипохлорита натрия различной концентрацией электролизом при напряжении 30 В

Параметр	Концентрация активного хлора С, мг/л			
	1,2	5	10	100
Время электролиза, мин	до 7,5	7,5...12,5	12,5...17,5	17,5...22,5

Получаемые при бездиафрагменном электролизе низкоконцентрированные растворы гипохлорита натрия имеют некоторые преимущества перед высококонцентрированными растворами. Это отсутствие необходимости выполнения дозирования с помощью технических средств или вручную, а также необходимости использования датчиков хлора. Это связано с более низкой опасностью низкоконцентрированных растворов по сравнению с высококонцентрированными растворами как для персонала, так и для оборудования. Также низкоконцентрированные растворы характеризуются низкими скоростями падения активности по сравнению с высококонцентрированными, что позволяет обеспечить их длительное хранение.

Полученная при первичном электролизе твердая фаза также может найти применение. Просушенная смесь частиц оксида алюминия и гидроксида алюминия повторно применима при сжигании ЭМ, например, в качестве наполнителя защитного абляционного покрытия, которое может быть использовано для защиты конструктивных элементов стенда сжигания от воздействия высокотемпературных продуктов сгорания.

Таким образом, электролитическая обработка сточных вод, образующихся при сжигании заряда ЭМ, позволяет уменьшить общие затраты на обработку стоков путем использования одного и того же электролитического оборудования на двух стадиях технологического процесса и получить полезную продукцию.

Список литературы и источников

1. Утилизация твердотопливных ракетных двигателей (РДТТ) / С. И. Бурдюгов, М. А. Корепанов, Н. П. Кузнецов, Н. П. Кургузкин, В. Ю. Мелешко, Б. С. Мокрушин, А. Н. Поник, В. А. Тенев, З. А. Тухватуллин. – Москва – Ижевск : Регулярная и хаотическая динамика, 2008. – 512 с. – Текст : непосредственный.
2. Мелешко, В. Ю. Технические аспекты утилизации энергонасыщенных материалов : монография / В. Ю. Мелешко, Ю. Л. Краснобаев. – Балашиха : ВА РВСН, 2023. – 217 с. – Текст : непосредственный.
3. Охлаждение газового потока и нейтрализация опасных веществ, образующихся при сжигании зарядов энергонасыщенных материалов / В. Ю. Мелешко, Ю. Л. Краснобаев, А. Н. Сова, С. А. Ерусланкин // XLV Академические чтения по космонавтике «Королевские чтения – 2021» : сборник тезисов. – М. : Изд-во МГТУ имени Н. Э. Баумана. – 2021. – Т. 2. – С. 447–448. – Текст : непосредственный.
4. Нейтрализация хлористого водорода при сжигании энергонасыщенных материалов / В. Ю. Мелешко, Ю. Л. Краснобаев, А. Н. Сова, Р. В. Ющук // Сборник научных трудов МАДИ. – М. : МАДИ, 2021. – № 4. – Ч. 2. – С. 41–43. – Текст : непосредственный.
5. Исследование оксида алюминия, получаемого при сжигании твердотопливного заряда / В. Ю. Мелешко, Г. З. Закариев, Ю. Л. Краснобаев, Г. Я. Павловец, В. Л. Златкина, М. А. Константинова // Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах «ICOS-2014» : труды 8-й Всероссийской конференции. – Ижевск : Институт механики УрО РАН, 2014. – С. 231–236. – Текст : непосредственный.
6. Лысенко, А. П. Механизм получения гидроксида алюминия в электролизере и коагуляция мелких частиц во время седиментации в токопроводящих солевых растворах / А. П. Лысенко, А. Ю. Наливайко // Цветные металлы – 2015. – № 1 (865). – С. 49–53. – Текст : непосредственный.
7. Халдеев, Г. В. Электрохимия монокристаллов переходных металлов с хорошо аттестованными поверхностями / Г. В. Халдеев, Т. А. Сюр // Успехи химии. – 1992. – Т. 61. – Вып. 4. – С. 734–764. – Текст : непосредственный.
8. Чукин, Г. Д. Строение оксида алюминия и катализаторов гидрообессеривания. Механизмы реакций. – М. : Паладин, ООО «Принта», 2010. – 288 с. – Текст : непосредственный.
9. Гиренко, Д. В. Выбор оптимального катодного материала для синтеза растворов гипохлорита натрия медицинского назначения в бездиафрагменном электролизере / Д. В. Гиренко, А. Б. Величенко // Электронная обработка материалов. – 2017 – № 53 (2). – С. 83–91. – Текст : непосредственный.

О НИТРОЦЕЛЛЮЛОЗЕ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЭНЕРГОНАСЫЩЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ*Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко, А. А. Грек*Военная академия ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого
Балашиха, Россия

Аннотация. Представлен анализ источников природного сырья для производства нитроцеллюлозных энергонасыщенных материалов. Показано, что основными их недостатками являются невозможность увеличения энергетических характеристик и экологическая опасность производственного процесса. Предложено в качестве структурно-механической основы энергонасыщенных материалов использовать синтетические полимеры, в частности полинитротриазолы. На примере синтезированных полинитротриазолов показаны возможности увеличения энергетических характеристик баллиститного пороха.

Ключевые слова: нитроцеллюлоза, пороха, баллиститные твердые топлива, полинитротриазолы, энергонасыщенные материалы.

На протяжении длительного времени пластифицированные нитроэфиром нитраты целлюлозы (НЦ) являются базовой основой таких энергонасыщенных материалов, как пороха и баллиститные топлива [1–3]. Это обусловлено сочетанием энергетических, энергонасыщенных материалов, а также наличием природных сырьевых ресурсов, обеспечивающих их промышленное производство в объемах, необходимых для обеспечения обороны и безопасности страны. Последнее обстоятельство обусловило появление проблемы обеспечения сырьевой базы для производства порохов и баллиститных твердых топлив, так как на территории России отсутствуют климатические условия для выращивания хлопчатника и, как следствие, производства хлопковой целлюлозы (ХЦ) – традиционного и лучшего сырья для промышленной переработки его в НЦ для боеприпасов стрелкового оружия, ствольной артиллерии и зарядов твердотопливных ракетных двигателей [4].

В этой связи достаточно давно (практически с начала XIX века) продолжаются поиски и исследование альтернативных источников целлюлозы и оригинальных технологий, обеспечивающих получение целлюлозы с заданными физико-химическими и структурными свойствами на основе других национальных сырьевых ресурсов. Следует отметить, что целлюлоза как основной структурный полисахарид клеточных стенок растений – самый распространенный биополимер органического происхождения на земле, который содержится практически во всех видах растительности в количествах от 10...15 % в низших растениях до 95 % в волокнах хлопковых семян. Ежегодное образование целлюлозы за счет жизнедеятельности растений составляет около 20 млрд тонн [5].

Традиционным и лучшим сырьем для получения целлюлозы в интересах порохового производства является хлопок. В 2023 году мировое производство хлопка составило более 25 млн тонн. Крупнейшим производителем хлопка является Индия, где объем производства составляет 5 900 000 тонн. Китай и США занимают второе и третье мест, производя, соответственно, 5 730 000 и 3 963 000 тонн в год.

Для замены хлопкового сырья арубежного производства исследовались альтернативные источники природного сырья, содержащие в достаточном для промышленной переработки количестве природную целлюлозу. К их числу относятся лен, конопля, древесина и травянистые растения, например мискантус.

Современный мировой рынок льна оценивается на уровне 150 млрд руб. По данным ООН, в 2023 году мировое производство льна составило более 200 тыс. тонн. Лидер по производству – Франция (более 60 %). В России возделыванием льна-долгунца может заниматься 21 регион. При этом доля России на международном рынке составляет всего лишь 3 %. Белоруссия при таких же посевных площадях занимает 14 %. Исследование возможности использования льна для получения нитроэфиров целлюлозы проводились еще в 1912 году на

Шосткинском пороховом заводе и дало положительные результаты. Исследованию возможности получения целлюлозы и ее нитратов из льняного волокна посвящен целый ряд исследований, результаты которых свидетельствуют о перспективности данного направления [6–12].

Еще при Петре I Россия была ведущим мировым экспортером продукта переработки конопли – пеньки, а в середине XVIII века ее экспорт составлял 37 000 тонн в год. В СССР в 1936 году посевы конопли занимали 680 тыс. га – 4/5 всей мировой площади под коноплями. Однако в 1961 году большинство государств – членов ООН, в том числе и СССР, подписали Единую Конвенцию о наркотических веществах, которая, в частности, предписывала установить строжайший контроль над выращиванием опасных наркосодержащих растений, в том числе конопли, хотя далеко не все сорта конопли являются наркосодержащими. В настоящее время вопрос о возобновлении производства ненаркосодержащей конопли в России находится в стадии решения. Учитывая потенциальные возможности этого источника целлюлозы, в последние годы ведется достаточно активное исследование способов получения целлюлозы и нитратов на ее основе [13, 14].

В годы Первой мировой войны в условиях дефицита сырья для производства НЦ использовали древесную сульфитную целлюлозу. К 1939 году в России была успешно создана технология получения НЦ из облагороженной древесной целлюлозы. Однако в послевоенные годы при сокращении объемов производства порохов от этой технологии отказались, прежде всего, по причине сложности стабилизации такой целлюлозы. Производство древесной сульфитной целлюлозы для порохов было законсервировано, а в результате перестройки практически ликвидировано. Тем не менее, учитывая дешевизну и доступность сырья, исследования процессов получения высококачественной целлюлозы из древесины, как в России, так и за рубежом, продолжаются и в настоящее время [15–17].

В интересах изготовления востребованных марок НЦ для пороховой промышленности также исследовались альтернативные источники природного сырья, такие как плодовые оболочки овса [18], солома злаковых культур [19], мискантус [20, 21] и др.

Сравнительные характеристики различных источников сырья представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики некоторых природных источников сырья [13, 22–26]

Растительный материал	Массовая доля в источнике сырья, %				
	Целлюлоза	Лигнин	Пентозаны и пектины	Зола	Смолы и жиры
Хлопок	93...95	0,07	1,3...1,7	0,9...1,3	0,5...0,7
Лен	70...74	4,4...8,8	8,4...8,5	1,7...2,3	2,7
Пенька	74...81	9,5...11	9...10	5,8	2,7
Древесина	48...58	18,6...26	10...29	0,4...0,5	1,3...3,4
Мискантус	38...50	0,5...1,6	20...26	0,6...1,0	3,3...4,7
Солома пшеницы	41...44	14,8	–	3,6	–
Шелуха овса	31...33	8,3	–	0,5	–

Общим недостатком растительных источников сырья является нестабильность их физико-химических свойств и структурных характеристик, зависящих от многих факторов природного характера (качество семенного материала, погодные условия, состав и структура почв и др.). Неоднородно также содержание целлюлозы в различных частях растительного сырья (рис. 1).

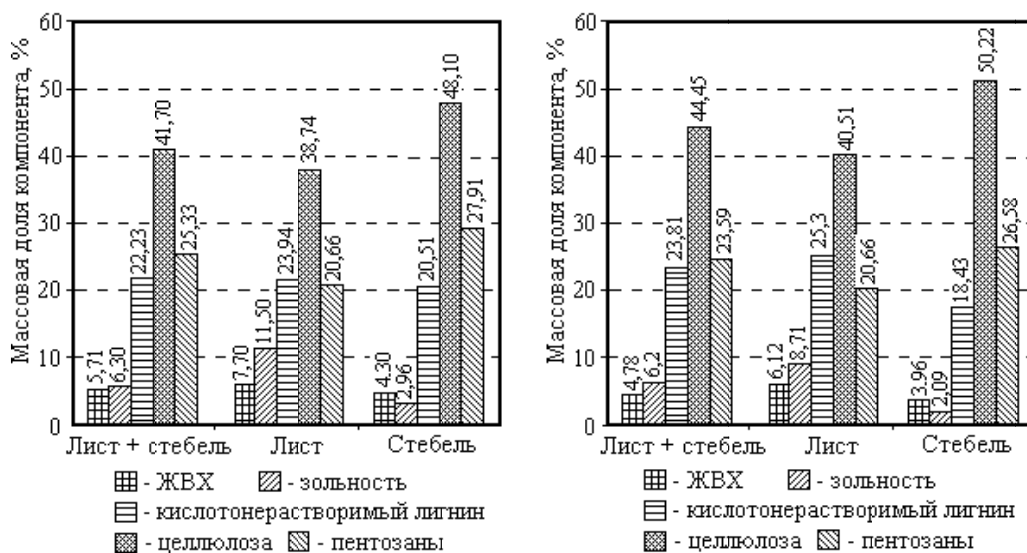


Рис. 1. Содержание основных компонентов в образцах мискантуса урожая различных годов [20]

Также необходимо отметить, что специфика целлюлозного производства заключается в высокой материалоемкости и, соответственно, характеризуется образованием большого количества отходов. По объему токсичных выбросов в атмосферу и водных отходов производство целлюлозы, являющееся первым этапом производства порохов, остается одним из проблемных с точки зрения обеспечения экологической безопасности и негативного влияния на окружающую среду [27].

Более того, использование НЦ в качестве структурно-механической основы, не решает проблемы увеличения энергетических характеристик порохов и баллистических твердых топлив как метательных взрывчатых веществ. Одним из путей решения этой проблемы может быть использование в качестве структурно-механической основы синтетических полимеров.

Такой опыт известен при разработке порохов для боеприпасов пониженной уязвимости по программе LOVA (Low Vulnerability Ammunition Programm) [28–30]. Для этого синтезированы полимеры на основе полиоксетанов, получены и исследованы пороха с применением термоэластопластов, среди которых наиболее энергетически эффективны бисазидометиллоксетан (БАМО), азидометиллоксетан (АММО), их сополимеры, а также энергетические полимеры на основе полиглицидилазидов (GAP). При этом предполагается, что вводить в состав таких порохов до 60...70 % мощного ВВ, например, гексогена или диаминодинитроэтилена (FOX-7) [31–33]. Однако для таких порохов остаются нерешенными проблемы по обеспечению необходимых реологических и физико-механических характеристик, воспроизводимости баллистических характеристик и созданию промышленной технологии их производства.

Применительно к порохам особое внимание в последнее время уделяется синтезу полиазотистых соединений, которые вследствие высокого содержания в них азота характеризуются повышенной энергетической плотностью. К числу таких соединений относятся полинитротриазолы и полинитротетразолы, которые могут содержать нитро (-C-NO₃), нитраминные (-N-NO₃), нитроэфирные (-O-NO₃), азидные (-N₃) и другие эксплозифорные группировки [34].

В качестве исходных компонентов для синтеза полинитротриазолов могут быть использованы простые ацетиленовые и азидные соединения, которые, в свою очередь, получают из доступной сырьевой базы синтезом индивидуальных и полимерных структур [35, 36].

В качестве примера приведена оценка влияния на энергетические характеристика пороха полинитротриазолов ПТ-1 и ПТ-2, структура которых представлена на рисунке 2, а значения плотности (ρ), энтальпии образования (ΔH_f°) и коэффициент обеспеченности окислительными элементами (α) по сравнению с известными компонентами баллистических порохов (нитратами целлюлозы и нитроглицерином) – в таблице 2.

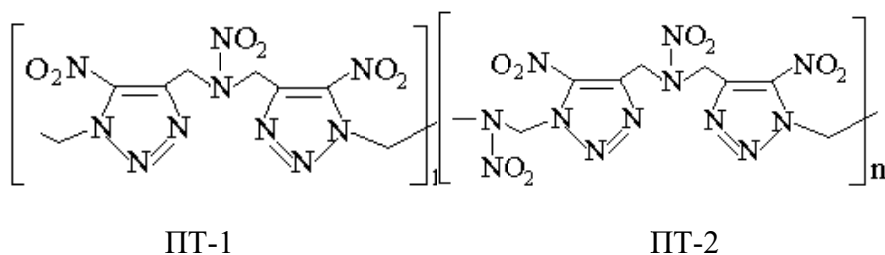


Рис. 2. Структура полинитротриазолов

Таблица 2. Характеристики компонентов

Название	Брутто формула	ρ , кг/м ³	ΔH_f° , кДж/кг	α
НЦ 2П	$C_{22,50}H_{28,79}O_{36,17}N_{8,71}$	1670	-2697	0,53
НЦ 1П	$C_{21,19}H_{25,83}O_{36,65}N_{9,49}$	1670	-2861	0,59
Нитроглицерин	$C_3H_5O_9N_3$	1596	-588	1,06
ПТ-1	$C_8H_8N_{10}O_6$	1,78	+949	0,30
ПТ-2	$C_8H_8N_{12}O_8$	1,90	+1168	0,40

Влияние содержания полинитротриазолов ПТ-1 и ПТ-2 на силу пороха в зависимости от соотношения полимера и нитроглицерина представлено на рисунке 3.

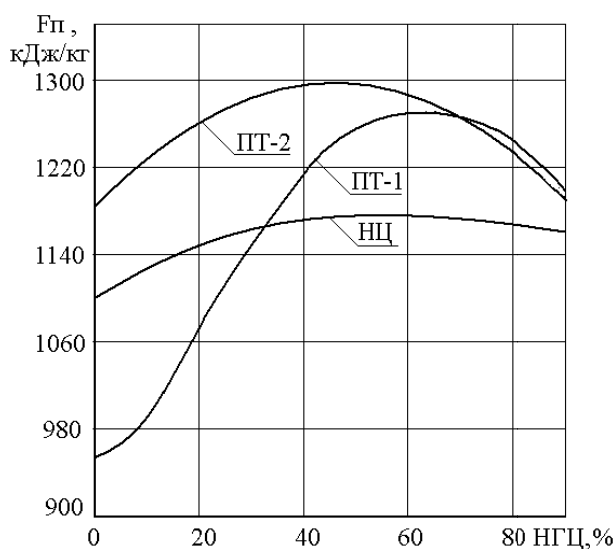


Рис. 3. Влияние полинитротриазолов ПТ-1 и ПТ-2 на силу пороха в зависимости от соотношения полимера и нитроглицерина

Из представленных на рисунке 3 зависимостей следует, что при оптимальном соотношении полинитротриазол-нитроглицерин сила пороха может быть увеличена на 90...120 кДж/кг.

Из проведенных термодинамических расчетов также следует, что замена НЦ на полинитротриазольные полимеры (ПТ-1 или ПТ-2) приводит к снижению термодинамического удельного импульса ($I_{уд}$) порохов на 5...15 Н·с/кг (при полной замене НЦ на политриазол), что объясняется меньшим значением коэффициента обеспеченности окислительными элементами α у полинитротриазолов. В то же время объемный удельный импульс ($I_{об}$) для порохов различных типов существенно повышается при использовании полинитротриазола ПТ-2 (на 28...32 с/дм³) за счет его более высокой плотности.

Общим выводом, который следует из представленных результатов, является необходимость увеличения кислородного баланса рецептуры порохов, что можно осуществить либо путем синтеза полимеров с более высоким значением α , либо некоторым увеличением содержания компонентов с высоким значением α , например нитроглицерина.

Таким образом, применение нитротриазольных полимеров с повышенной энергетической плотностью позволяет повысить энергетические характеристики порохов и может рассматриваться как перспективное направление синтеза новых компонентов для перспективных порохов.

Список литературы и источников

1. Павловец, Г. Я. Физико-химические свойства порохов и ракетных топлив : учебное пособие / Г. Я. Павловец, В. И. Цуцуран. – М. : Министерство обороны РФ, 2009. – 408 с. – Текст : непосредственный.
2. Косточко, А. В. Пороха, ракетные твердые топлива и их свойства. Физико-химические свойства порохов и твердых ракетных топлив : учебное пособие / А. В. Косточко, Б. М. Казбан. – М. : Инфра-М, 2022. – 400 с. – Текст : непосредственный.
3. Рогов, Н. Г. Смесевые ракетные твердые топлива: Компоненты, требования, свойства / Н. Г. Рогов, М. А. Ищенко. – СПб. : СПбГТИ (ТУ), 2005. – 195 с. – Текст : непосредственный.
4. Физико-химические свойства взрывчатых веществ, порохов и ракетных твердых топлив : учебник для вузов / А. В. Косточко [и др.]. – Пенза : Филиал ВА МТО, 2016. – 426 с. – Текст : непосредственный.
5. Большая Российская энциклопедия. – М. : Большая Российская энциклопедия. – 2017. – Т. 34. 799 с. – Текст : непосредственный.
6. Лен в пороховой промышленности. – М. : ГНЦ РФ ФГУП ЦНИИХМ, 2015. – 345 с. – Текст : непосредственный.
7. Диверсификационная технология производства льняной целлюлозы / Р. Н. Яруллин, А. И. Архипов, Д. С. Нусинович [и др.] // Вестник Казанского технологического университета. Специальный выпуск. – 2008. – С. 133–136. – Текст : непосредственный.
8. Получение нитратов целлюлозы из льняной целлюлозы с учетом экономических и экологических факторов / Б. А. Пономарев, Д. В. Русин, В. В. Серегин [и др.] // Успехи в химии и химической технологии. – 2011. – Т. XXV. – № 12 (128). – С. 40–44. – Текст : непосредственный.
9. Лен в пороховой промышленности / под ред. С. И. Григорова. – М. : ЦНИИХМ, 2012. – 248 с. – Текст : непосредственный.
10. Патент UA № 98105357. Способ получения нитрата целлюлозы из льняной целлюлозы / Матюхин И. И., Хвेलин В. Е., Ситкин М. Д. – 2000. – Текст : непосредственный.
11. Бобков, С. А. Перспективы использования льняного сырья в интересах министерства обороны Российской Федерации / С. А. Бобков, В. П. Никишов // Известия РАН. – 2019. – №3 (44). – С. 38–43. – Текст : непосредственный.
12. Хиветин, В. В. Лен на рубеже XX и XXI веков / В. В. Хиветин, Л. Н. Гинзбург. – М. : Полигран, 1993. – 183 с. – Текст : непосредственный.
13. Целлюлоза на основе альтернативных источников отечественного сырья: целлюлоза из пенькового волокна / З. Т. Валишина, А. А. Александров, Е. Л. Матухин [и др.] // Вестник Казанского технологического университета. – 2015. – Т. 18, № 2. – С. 259–262. – Текст : непосредственный.
14. Исследование свойств азотнокислых эфиров целлюлозы на основе пеньковой целлюлозы / З. Т. Валишина, А. В. Иванова, Б. Ф. Мухаметшин, А. А. Александров, А. В. Косточко // Вестник Казанского технологического университета. – 2016. – Т. 19, № 18. – С. 65–68. – Текст : непосредственный.
15. Балыш, А. Н. Научный подвиг: вклад, который трудно переоценить (древесная целлюлоза И. М. Наймана) // Боеприпасы. – 2017. – № 1. – С. 121–126. – Текст : непосредственный.
16. Патент RU № 2462441. Способ получения нитратов целлюлозы из воздушной взвеси частиц древесных отходов и устройство для его осуществления / Семенов Ю. А., Таранов А. С. – 2012. – Текст : непосредственный.
17. Adekunle, I. (2010) M. Production of cellulose nitrate polymer from sawdust. *Journal of Chemistry*, vol. 7(3), pp. 709–716. – Текст : непосредственный.
18. Якушева, А. А. Нитраты целлюлозы из нового источника целлюлозы – плодовых оболочек овса // *Chemical Sciences. Fundamental Research*, 2014, no. 8, pp. 360–364. – Текст : непосредственный.
19. Стейнифорт, А. Р. Солома злаковых культур : пер. с англ. – М. : Колос, 1983. – 191 с. – Текст : непосредственный.
20. Гисматулина, Ю. А. Химический состав российского мискантуса и качество полученной из него целлюлозы / Ю. А. Гисматулина, В. В. Будаева // Химия в интересах устойчивого развития. – 2013. – № 21. – С. 539–544. – Текст : непосредственный.
21. Корчагина, А. А. Синтез нитратов целлюлозы из целлюлозы мискантуса гигантского сорта Камис, полученной в условиях опытно-промышленного производства // Известия вузов. Прикладная химия и биотехнология. – 2023. – Т. 13, № 3. – С. 392–401. – Текст : непосредственный.
22. Новые сырьевые источники целлюлозы для технической химии / В. В. Будаева, Р. Ю. Митрофанов, В. Н. Золотухин, Г. В. Сакович // Вестник Казанского технологического университета. – 2011. – № 7. – С. 205–212. – Текст : непосредственный.

23. Корчагина, А. А. Нитраты целлюлозы из недревесного сырья // Ползуновский вестник. – 2016. – Т. 1, № 4. – С. 179–183. – Текст : непосредственный.
24. Исследование физико-химических свойств порошковой целлюлозы из различного вида сырья / К. С. Момзякова, Т. Р. Дебердеев, З. Т. Валишина [и др.]. // Вестник Казанского технологического университета. – 2019. – Т. 22, № 6. – С. 75–78. – Текст : непосредственный.
25. Пороха и твердые ракетные топлива из отечественного льняного сырья / Д. А. Струмицкая, А. В. Раков, Д. А. Костеров // Военная безопасность России: взгляд в будущее : материалы 6-й Международной межведомственной научно-практической конференции научного отделения № 10 РАН. – 2021. – Т. 2. – С. 172–176. – Текст : непосредственный.
26. Валишина, З. Т. Разработка технологии получения целлюлозы из растительного сырья / З. Т. Валишина, А. А. Александров, Р. Я. Дебердеев // Вестник БГТУ. – 2022. – № 80. – С. 337–344. – Текст : непосредственный.
27. Возможные пути решения проблемы обеспечения экологической безопасности производства нитроцеллюлозных порохов / В. Ю. Мелешко, Г. Я. Павловец, С. В. Чуйко, А. М. Червякова // Химическая безопасность. – 2020. – Т. 4, № 1. – С. 157–169. – Текст : непосредственный.
28. Исследования по улучшению выходных характеристик порохов для артиллерийских систем / Н. Г. Ибрагимов, Э. Н. Ибрагимов, Г. Э. Кузьмицкий, А. И. Неверов // Вестник ВПК. – 2022. – № 1. – С. 90–100. – Текст : непосредственный.
29. Корноухов, А. Ю. Особенности создания безопасных (LOVA) порохов за рубежом / А. Ю. Корноухов, Э. Н. Ибрагимов // Альманах Пермского военного института войск национальной гвардии. – 2023. – № 2. – С. 58–62. – Текст : непосредственный.
30. Ибрагимов, Э. Н. Зарубежные малоуязвимые пороха. Обзор. – Пермь : НИИПМ, 2015. – 84 с. – Текст : непосредственный.
31. Garaev I. N., Kostochko A. V., Petrov A. I., Ibragimov E. N., Golubev A. E. (2016) Synthesis of azidourethane block copolymers. *Russian Journal of General Chemistry*, vol. 86, iss. 6, pp. 1469-1475. – Текст : непосредственный.
32. Jai Prakash Agarwal (2010) High Energy Materials. Propellants, Explosives and Pyrotechnics. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 464 p. – Текст : непосредственный.
33. Ибрагимов, Э. Н. Изучение характеристик азидооксетановых статических полимеров / Э. Н. Ибрагимов, И. Х. Гараев, А. В. Косточко // Вестник Казанского технологического университета. – 2014. – Т. 17, № 22. – С. 182–186. – Текст : непосредственный.
34. Klapotke, T. M. (2011) Chemistry of high-energy materials. Walter de Gruyter GmbH and Co. KG, Berlin, New York, 233 p. – Текст : непосредственный.
35. Павловец, Г. Я. Вещества с высокой энергетической плотностью как потенциальные компоненты энергетических конденсированных систем / Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко, А. А. Грек // Актуальные проблемы защиты и безопасности : сборник трудов XXV Всероссийской научно-практической конференции. – 2022. – Т. 1. – СПб. : НПО СМ. – С. 125–129. – Текст : непосредственный.
36. Грек, А. А. Повышение энергетических характеристик порохов и баллистических твердых топлив путем использования веществ с высокой энергетической плотностью // Успехи в химии и химической технологии. – 2022. – Т. XXXVI, № 13 (262). – С. 186–188. – Текст : непосредственный.

МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГОЕМКИХ КОМПОЗИЦИЙ ДЛЯ РАКЕТНЫХ ПРЯМОТОЧНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Г. Я. Павловец¹, В. Ю. Мелешко¹, В. Л. Златкина¹, М. Г. Домалега²

¹Военная академия ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого
Балашиха, Россия

²Секция прикладных проблем при президиуме РАН, Москва, Россия

Аннотация. Исследован механизм взаимодействия продуктов термоллиза окислителя и горючих компонентов различной природы в пределах конденсированной фазы волны горения. Показано, что перспективным направлением совершенствования энергоемких композиций (ЭК) является использование модифицированных компонентов. Предложена обобщенная физико-химическая и феноменологическая модель горения перспективных образцов разрабатываемых ЭК для ракетных прямоточных двигателей.

Ключевые слова: ракетно-прямоточный двигатель, энергоемкие композиции, горение, газогенератор, энергобаллистические характеристики.

Одним из приоритетных направлений радикального повышения баллистической эффективности различных видов ракетных систем с внутриагосферной зоной эксплуатации является применение в качестве энергосиловых установок прямоточных воздушно-реактивных двигателей, наиболее эффективными из которых является газогенераторная схема – ракетно-прямоточный двигатель (РПД) [1–3].

В процессе разработки энергоемких композиций (ЭК) для РПД были проведены теоретические и экспериментальные исследования по обеспечению требуемого комплекса энерго-массовых, баллистических, механических и других характеристик, в том числе изучение закономерностей горения ЭК в газогенераторе и продуктов их сгорания в камере дожигания в воздушном потоке [4].

Исследован механизм взаимодействия продуктов термоллиза окислителя и горючих компонентов различной природы в пределах конденсированной фазы волны горения.

Показано, что перспективным направлением совершенствования ВТТ путем повышения степени реализации энерго-массовых и оптимизации энергобаллистических характеристик составов является использование модифицированных компонентов, позволяющих за счет регулирования свойств их поверхности обеспечить высокое содержание энергоемких компонентов, регулирование расходно-массовых характеристик, повысить полноту сгорания компонентов состава, улучшить диспергируемость конденсированных продуктов сгорания и высокую относительную плотность.

Используя методы механохимической модификации (МХМ) компонентов ЭК, можно активно воздействовать на процесс их горения и тем самым повышать их эффективность. В основе технологии лежит принцип активации физико-химических процессов за счет механической энергии. Термодинамическая направленность процесса модификации поверхности компонентов в условиях механической обработки обуславливается увеличением химического потенциала веществ [5].

Механохимическая модификация, как компонентов, так и самих гетерогенных систем, может являться способом решения важнейших задач, таких как регулирование характеристик металлизированных конденсированных гетерогенных систем, в том числе регулирование скорости горения и специальных характеристик, расширение пределов горючести составов, повышение полноты сгорания металла, получение гомогенной смеси. Изменение реакционной способности компонентов гетерогенной смеси в процессе термического превращения (т. е. при изменении термодинамических условий) при изменении свойств поверхности компонентов и межфазной поверхности контакта закономерно и основано

на зависимости скорости превращения в гетерогенных химических реакциях от площади контакта поверхности компонентов.

Используя методы механохимии для обработки составов на основе металлополимерной композиции (МПК) можно получать составы с новыми свойствами. Обработывая полимеры на различных энергонапряженных аппаратах, можно повысить скорость термического превращения данных составов, в частности, повысить их реакционную способность, что в результате увеличит эффективность их использования в ЭК различного назначения.

В результате совместной твердофазной обработки происходит молекулярное взаимодействие частиц фторопласта и металла. Энергия, подводимая в зону контакта разнородных материалов, приводит к формированию пленки полимера фрагментарного типа на частицах металлического порошка. Композиции, полученные механическим перемешиванием металлического порошка с фторполимером, представляют собой систему, где частицы распределены хаотично. У них также ярко выражена граница раздела фаз между металлом и полимером. Композиции, полученные в результате совместной механической обработки компонентов, характеризуются более высокой дисперсностью частиц, а также равномерным распределением полимера на поверхности частиц металла.

В процессе горения смесевых систем предварительному нагреву теплопроводностью подвергается и окислитель, и горючесвязующее, по мере того как поверхность горения перемещается вглубь ЭК.

На поверхности горения происходит эндотермическое разложение горючего и окислителя. Будучи еще адсорбированными на поверхности продукты этого разложения могут претерпевать дальнейшее превращение в конденсированной фазе, что компенсирует эндотермический эффект и в некоторых случаях может даже привести к суммарно-экзотермическому эффекту превращения в волне горения.

Сам процесс распространения реакции в твердой фазе довольно сложен, так как смесь компонентов твердой фазы характеризуется хаотическим расположением частиц окислителя в объеме горючего. Возможны различные вариации распределения окислителя [5].

Данные дериватографии показывают, что для модифицированных компонентов начало процесса окисления в твердой фазе смещается в область более низких температур и соответствует 350 °С. Фиксируется также снижение на 70...75 °С начала окислительных процессов в области высоких температур (выше 500 °С). При этом скорость окисления модифицированных горючих в 1,5...2 раза выше скорости немодифицированных компонентов.

Применение горючих с дисперсностью, соответствующей дисперсности модифицированных горючих, снижает температуру начала высокотемпературного окисления на 20 °С, при этом скорость окисления практически не изменяется. Процессы окисления металла в конденсированной фазе для модифицированных смесей протекает более интенсивно с энергией активации ниже, чем для исходных смесей в 1,6...2,0 раза. Температура и энергия активации воспламенения для модифицированных смесей также снижается на 110...140 °С и в 1,5...2,0 раза соответственно.

Высокий энергетический потенциал борсодержащих составов может быть реализован лишь в том случае, когда известны стадии горения, лимитирующие процесс тепловыделения. При использовании в борсодержащих составах полиборида магния (ПБМ) в качестве горючего сохраняются основные эндо- и экзоэффекты, характерные и для смесей с бором. При этом наблюдается некоторое снижение температуры разложения. Это связано с каталитическим действием полиборида магния на термодеструкцию фторполимера. Введение в исследуемые смеси борсодержащих горючих с фторполимерами (соотношение компонентов 1:1 по массе) алюминия, магния в количестве 10 % сверх 100 % практически не изменяет картины процессов терморазложения изученных смесей. Величина убыли массы не зависит от свойств металла. В этом случае, как и для двойных смесей фторпласта с горючими (бором, ПБМ, алюминием, магнием), убыль массы пробы следит за содержанием фторполимера в смеси.

Таким образом, при разработке высокотеплотворного ЭК в качестве термической основы целесообразно использовать смеси борсодержащих горючих с комбинированным окислителем. Использование комбинированного окислителя и добавок металлических горючих позволяет увеличить реальный уровень тепловыделения, скорость горения и полноту сгорания борсодержащих смесей.

Известно, что высокая поверхность контакта между окислительными и горючими элементами приводит к более высокому тепловыделению в конденсированной фазе и более полному окислению горючих элементов. Проведенными исследованиями установлено, что горение модифицированных композиций сопровождается снижением температуры, энергии активации процесса воспламенения и как следствие увеличением доли тепла, выделяемого в к-фазе и расширением зоны экзотермических реакций.

Установлено, что составы на модифицированных компонентах сгорают с большей скоростью и с интенсивным выносом продуктов сгорания в атмосферу. При этом пламя составов на модифицированных компонентах существенно больших размеров с ярко выраженной равномерностью. Пламя составов на исходных компонентах имеет фрагменты не сгоревшего состава и имеет меньшие геометрические размеры. Средняя скорость горения составов на модифицированных компонентах в 3 раза выше скорости горения составов на исходных компонентах и слабо зависит от давления. При этом масса вынесенных шлаков для составов на модифицированных компонентах в 3 раза больше, чем для составов на исходных компонентах.

Таким образом, использование модифицированных компонентов в составах ЭК позволяет повышать реакционную способность композиций в к-фазе. Повышение реакционной способности композиций в к-фазе обусловлено образованием смеси с высокой поверхностью контакта компонентов и, как следствие, увеличением скорости выделения тепла в к-фазе и интенсификацией процесса диспергирования компонентов и продуктов первичного превращения [6].

Возможности управления процессом горения во многом определяются знанием механизма взаимодействия продуктов превращения основных компонентов в волне горения композиций.

Разработана обобщенная физико-химическая модель горения перспективных образцов разрабатываемых ЭК для РПД, объясняющая влияние продуктов термолитического окислителя на процессы тепловыделения в конденсированной фазе и диспергирования первичных продуктов горения во вторичную камеру РПД. Наличие модификаторов в образце приводит к интенсификации процесса термолитического окислителя, взаимодействия продуктов его разложения с горючими в конденсированной фазе за счет увеличения поверхности контакта.

Горение ЭК для РПД представляет собой сложный многостадийный физико-химический процесс превращения исходной системы в конечные продукты, сопровождающийся выделением тепловой энергии, газов и первичных продуктов диспергирования.

В результате проведенных исследований предложена феноменологическая модель горения ЭК, под которой понимают пространственно-временную последовательность и закономерности физико-химических процессов, протекающих при их горении. Механизм (модель) горения принято отражать в схемах, построенных на основе теоретических представлений и результатов экспериментальных исследований.

В области моделирования горения получил распространение обобщенный тепловой подход, в соответствии с которым для расчета скорости горения ЭК используются данные по скоростям тепловыделения в зонах горения, полученные с помощью приближенных оценок. Выделение и математическое описание зон (стадий физико-химических превращений) связывают с их фазовым состоянием и последовательностью превращения в волне горения. Последовательность выделяемых стадий и их пространственное расположение неоднозначны. В зависимости от конкретных условий некоторые зоны горения могут взаимно перекрываться, сливаться или вообще отсутствовать.

Горение ЭК для РПД представляют собой окислительно-восстановительные процессы, причем энергия, освобождающаяся в результате химической реакции, используется для производства механической работы.

Механизм горения ЭК с пониженным коэффициентом обеспеченности окислительными элементами в силу сложности явлений, происходящих при горении, недостаточно изучен.

Многостадийность процесса горения, взаимосвязь тепловых, химических и других явлений затрудняет построение полной теории стационарного горения. Для упрощения теоретического анализа обычно выделяют ведущую стадию, процессы в которой определяют в основном скорость горения. Для ЭК ведущей является зона к-фазных реакций.

В общем случае стационарное горение ЭК поддерживается тепловыми потоками, поступающими из зоны первичных продуктов горения, и суммарно экзотермическими реакциями в конденсированной фазе.

В то же время механизм горения ЭК имеет специфические особенности, обусловленные гетерогенностью структуры топливных композиций и свойствами основных компонентов. К этим особенностям относятся процессы смешивания продуктов разложения окислителя и горючего, возможность осуществления диффузионного и кинетического режимов в зоне химических реакций, зависимость скорости горения от дисперсности компонентов, нестационарность процесса теплообмена в зоне горения, неоднородность теплового слоя и горячей поверхности.

Особенности горения ЭК проявляются также в отсутствии четких границ между зонами горения. Проявление гетерогенной структуры ЭК усиливается случайным распределением и ориентацией частиц компонентов. Сложность и многообразие режимов горения ЭК не позволяют описать этот процесс в рамках одной универсальной схемы.

Условно для ЭК можно выделить две зоны волны горения конденсированной фазы, определяющие механизм горения топлива, – зону прогрева и зону к-фазных физико-химических превращений. Размер зон волны первичного горения могут изменяться в зависимости от рецептуры ЭК и условий горения.

С учетом экспериментальных данных при построении моделей горения ЭК в общем случае (независимо от их состава и структуры) рассматриваются следующие основные стадии процесса:

1. Разложение (газификация, пиролиз) окислителя с образованием газообразных первичных продуктов и последующим их химическим воздействием в зоне к-фазных физико-химических превращений под поверхностью горения. Характер и очередность разложения основных компонентов трактуется по-разному, что объективно обусловлено различием свойств, применяемых окислителей и компонентов горючих.

2. Взаимодействие продуктов разложения окислителя с твердофазными горючими со значительным тепловыделением и образованием конденсированных первичных продуктов горения.

Анализ полученных данных позволил предложить феноменологическую модель горения твердых топлив, объясняющую влияние продуктов термолитического разложения окислителя на процессы тепловыделения в конденсированной фазе и диспергирования первичных продуктов горения во вторичную камеру РПД. Наличие модификаторов в образце приводит к интенсификации процесса термолитического разложения окислителя, взаимодействия продуктов его разложения с горючими в конденсированной фазе за счет увеличения поверхности контакта.

Список литературы и источников

1. Павловец, Г. Я. Тенденции развития газогенерирующих составов для ракетных прямоточных двигателей / Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко, А. С. Булавский // Боеприпасы и спецхимия. – 2021. – № 5. – Ч. 1. – С. 16–20. – Текст : непосредственный.

2. Булавский, А. С. Направления разработки пастообразных топливных композиций для ракетных прямоточных двигателей / А. С. Булавский, Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко // Известия. – 2022. – № 297. – С. 164–172. – Текст : непосредственный.

3. Основные направления развития твердых ракетных топлив зарубежных государств / В. Ю. Мелешко, Г. Я.

Павловец, А. А. Грек, В. Л. Златкина // Специальная связь и безопасность информации: технология, производство, управление : сборник трудов 11-го Международного симпозиума. – Краснодар : ИМАШ РАН, 2023. – С. 129–134. – Текст : непосредственный.

4. Об особенностях горения пастообразных композитов с пониженным содержанием окислителей / Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко, А. С. Булавский, Т. В. Бурдикова // Фундаментальные основы баллистического проектирования. Библиотека журнала «Военмех. Вестник БГТУ». – 2022. – № 80. – С. 65–69. – Текст : непосредственный.

5. О влиянии твердофазных горючих на энергомассовые и баллистические характеристики пастообразных композиций / В. Ю. Мелешко, Г. Я. Павловец, А. С. Булавский, В. Л. Златкина, Л. А. Михайловская, И. А. Гладких // Известия. – 2023. – № 305. – С. 88–97. – Текст : непосредственный.

6. Состояние и направления разработки пастообразных топливных композиций для прямоточных воздушно-реактивных двигателей ракетных и артиллерийских систем / А. И. Гладышев, Г. Я. Павловец, В. Ю. Мелешко, А. С. Булавский // Известия РАН. – 2022. – № 1 (121). – С. 121–126. – Текст : непосредственный.

ВОЗМОЖНОСТИ МОНИТОРИНГА РАСПАДА НИТРОСОЕДИНЕНИЙ ДЕТЕКТОРАМИ ДИОКСИДА АЗОТА

Г. Я. Павловец¹, А. А. Михайлов², Д. А. Михайлов², М. О. Этрекова³

¹Военная академия ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого
Балашиха, Россия

²Научно-производственная фирма «ИНКРАМ», Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

Аннотация. Проведены исследования возможности online-контроля распада нитросодержащих взрывчатых веществ (ВВ) с помощью высокочувствительных МДП сенсоров (газовых датчиков) диоксида азота. Показано, что разработанный метод позволяет надежно регистрировать распад ВВ на уровне 10^{-5} % от их массы, что способствует повышению надежности хранения, испытания и транспортирования взрывчатых веществ и энергонасыщенных материалов.

Ключевые слова: взрывчатые вещества, распад, диоксид азота, NO_2 , МДП-сенсор, газовый датчик.

В процессе хранения и транспортирования нитросодержащих взрывчатых веществ (ВВ) и полупродуктов, к которым относятся большинство энергетических конденсированных систем, происходит их естественное разложение, которое может привести как к изменению их характеристик, так и неконтролируемому автокатализу. Соответственно, для своевременного обнаружения протекания указанных процессов должны существовать методы непрерывного или периодического контроля наличия и концентрации продуктов распада таких соединений. Механизм распада нитросоединений всегда сопровождается отрывом группы диоксида азота (NO_2). Самым очевидным способом контроля распада является измерение концентрации диоксида азота.

В рамках работ по разработке способов online-контроля состояния нитросодержащих веществ был проведен ряд экспериментов по детектированию диоксида азота, образовавшегося в результате распада тротила, гексогена и октогена. Эксперименты проводились с небольшими навесками тротила, гексогена и октогена. В связи с тем что вероятность распада нитросоединений в нормальных условиях чрезвычайно мала, для ускорения процесса производился нагрев пробы. Схема экспериментальной установки представлены на рисунке 1.

Нагрев пробы осуществлялся с помощью блока питания, терморегулятора и датчика температуры (термопары ТХА К-типа).

В ходе эксперимента с тротилом начало плавления целевого вещества зафиксировано при показаниях термопары, управляющей терморегулятором, $250\text{ }^\circ\text{C}$. То есть чтобы нагреть вещество на дне стеклянной емкости до $80\dots 100\text{ }^\circ\text{C}$ (в данной конструкции с кварцевым песком), температура нагревателя должна быть на $150\dots 170\text{ }^\circ\text{C}$ выше. Для повышения точности регулирования температуры нагрева вещества расположение термопары, управляющей терморегулятором, для экспериментов с гексогеном и октогеном было изменено. Надо отметить, что термопары не измеряли непосредственно температуру исследуемого вещества: значения температуры, зафиксированные в экспериментах, соответствуют температуре только кварцевого песка, в котором находилась емкость с веществом.

Для анализа газов, выделяющихся при разложении ВВ, был выбран микроэлектронный газовый емкостный датчик на основе структуры металл-диэлектрик-полупроводник [1]. Внешний вид датчика показан на рисунке 2. Преимущество данного газового датчика заключается в высокой чувствительности (на уровне ppb) к большому числу неорганических газов (H_2 , NO_2 , NH_3 , Cl_2 , H_2S). Чувствительность к NO_2 – $15\dots 25\text{ мВ/ppb}$, а порог обнаружения – 1 ppbNO_2

На рисунке 3 показан результат отклика датчика на концентрацию 108 ppbNO_2 .

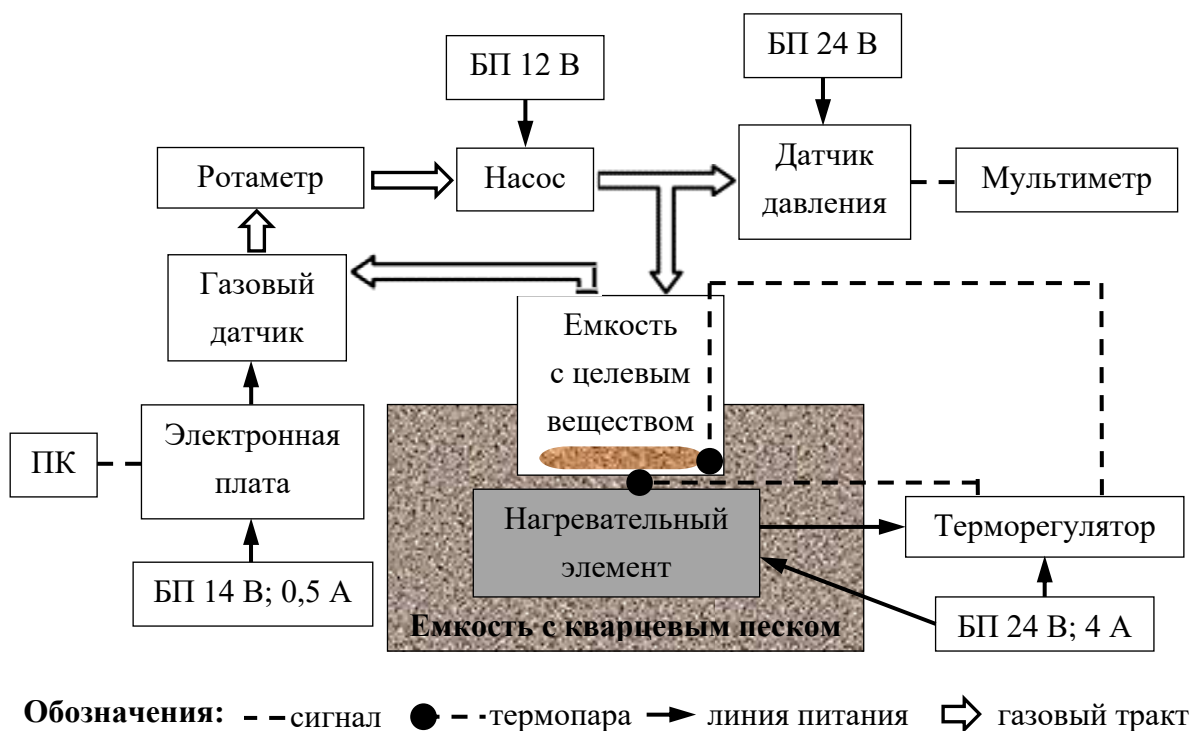


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

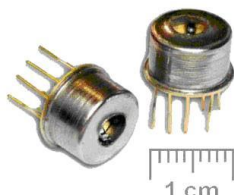


Рис. 2. Внешний вид газового датчика

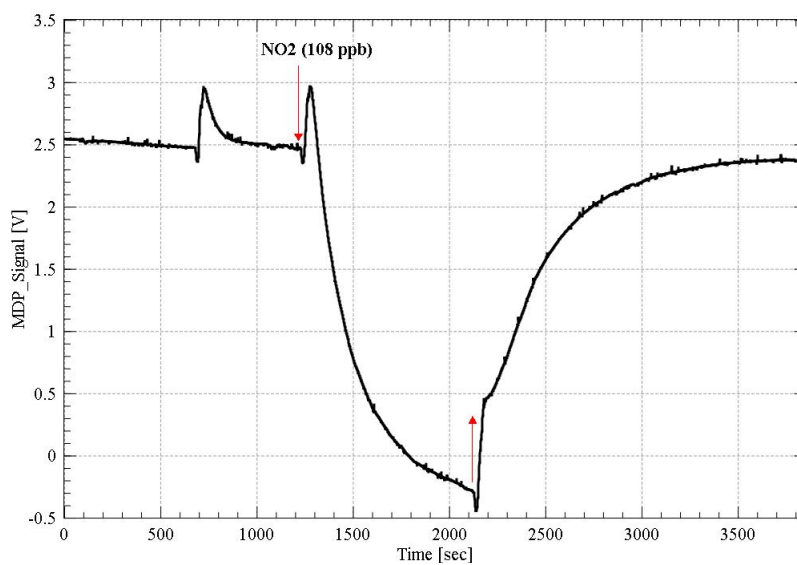


Рис. 3. Отклик газового датчика на концентрацию диоксида азота 108 ppb

Каждый эксперимент с новым веществом начинался с проверки чистоты газового тракта, т. е. регистрации величины отклика газового сенсора на нагрев стеклянной емкости без внесения целевого вещества. Все элементы предварительно промывались ацетоном особой чистоты для удаления следов веществ, оставшихся с предыдущего эксперимента. Газовый датчик, насос, ротаметр и датчик давления были соединены со стеклянной емкостью фторопластовыми трубками длиной 2 м, что предотвратило конденсацию целевого вещества на их рабочих поверхностях, контактирующих с анализируемой газовой средой. Общий анализируемый объем герметичного газового тракта составил 300 мл.

На рисунке 4 представлен график зависимости температуры и отклика газового датчика от времени при нагреве навески 0,5 г тротила.

Судя по показаниям газового датчика, распад тротила с образованием окислов азота начинается при температуре нагревателя 350...400 °С, что соответствует температуре вещества 200...250 °С.

Как и предполагалось [2, 3], в случае нитросодержащих ВВ (тротил, гексоген, октоген) процесс разложения протекает с газообразованием соединений окислов азота. Используя данные градуировки газового датчика по диоксиду азота (см. рис. 3, чувствительность 25 мВ/ppb) и результаты отклика датчика при нагреве ВВ, можно получить экспериментальные зависимости концентрации окислов азота от температуры нагрева нитросодержащих ВВ, представленные на рисунке 5.

Если предположить, что молекула ВВ разлагается с образованием одной молекулы NO₂, то полученные данные по концентрации NO₂, регистрируемой газовым датчиком, можно пересчитать на соответствующую концентрацию ВВ, подвергшегося разложению. Отсюда, зная, что объем анализируемого газа 300 мл, или $3 \cdot 10^{-4}$ м³, можно оценить массу ВВ, подвергшегося разложению (см. рис. 6), и ее процент от первоначальной навески вещества (см. табл. 1–3).

Как видно, в среднем количество вещества, которое подвергается разложению при 200 °С и выше, составляет порядка $1 \cdot 10^{-5}$ % от первоначальной массы.

Таким образом, если масса исходного (транспортируемого в герметичном контейнере) целевого вещества составляет, например, 5 кг, а объем анализируемого газового пространства над веществом не превышает 0,5 л, то при разложении $1 \cdot 10^{-5}$ % ВВ (т.е. порядка 0,5 мг) под действием температуры концентрация окислов азота составит порядка 50...100 ppм. Данную концентрацию можно надежно регистрировать с помощью простых и недорогих электрохимических газовых сенсоров. Если использовать более чувствительные газовые датчики с рабочим диапазоном до 1 ppм, можно регистрировать разложение ВВ на более ранних этапах.

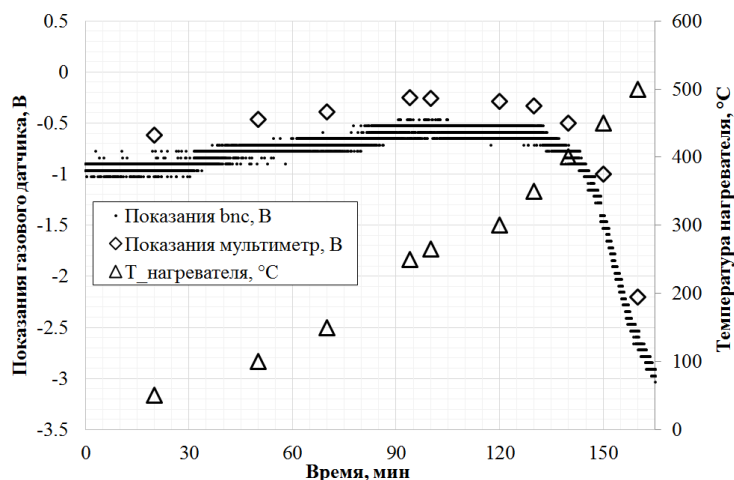


Рис. 4. Отклик газового датчика на нагрев 0,5 г тротила.

Температура нагревателя примерно на 150 °С выше температуры целевого вещества

Таблица 1. Тротил 500 мг

T _{C₇H₅N₃O₆} , °C	Концентрация NO ₂ , ppb	Масса C ₇ H ₅ N ₃ O ₆ , подвергнутого разложению	
		мкг	%
200	0	0	0
250	7	0,02	0,5·10 ⁻⁵
300	27	0,08	2·10 ⁻⁵
350	75	0,21	4·10 ⁻⁵

Таблица 2. Гексоген 1800 мг

T _{C₃H₆N₆O₆} , °C	Концентрация NO ₂ , ppb	Масса C ₃ H ₆ N ₆ O ₆ , подвергнутого разложению	
		мкг	%
217	0	0	0
250	146	0,40	2·10 ⁻⁵
300	336	0,92	5·10 ⁻⁵

Таблица 3. Октоген 1600 мг – C₄H₈N₈O₈

T _{C₄H₈N₈O₈} , °C	Концентрация NO ₂ , ppb	Масса C ₄ H ₈ N ₈ O ₈ , подвергнутого разложению	
		мкг	%
146	0	0	0
252	14	0,05	0,5·10 ⁻⁵
300	25	0,09	1·10 ⁻⁵
357	103	0,38	2·10 ⁻⁵
398	117	0,43	3·10 ⁻⁵
450	177	0,64	4·10 ⁻⁵

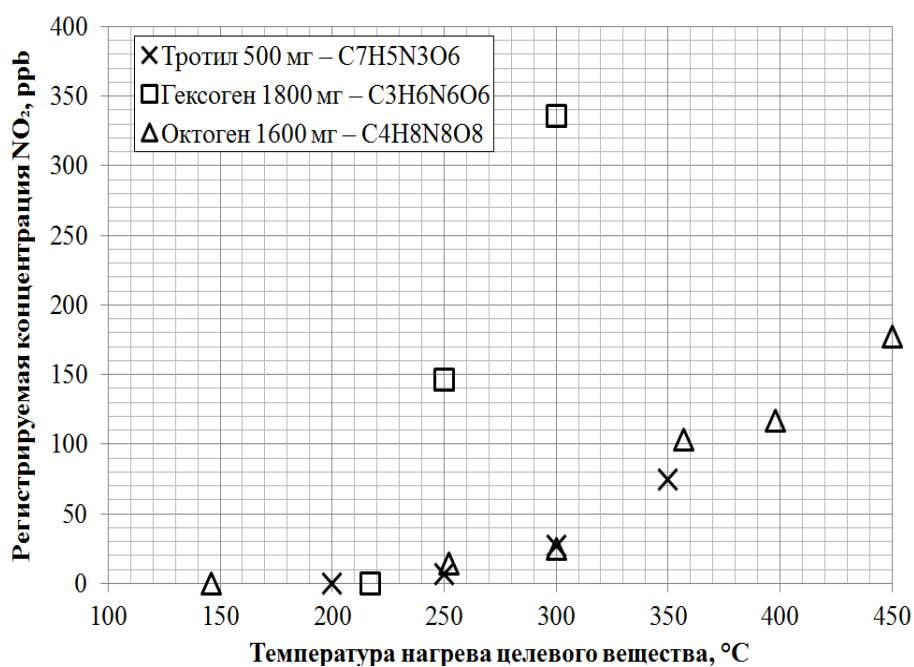


Рис. 5. Экспериментальная зависимость концентрации NO₂, образующейся при разложении нитросодержащих ВВ, от температуры нагрева ВВ

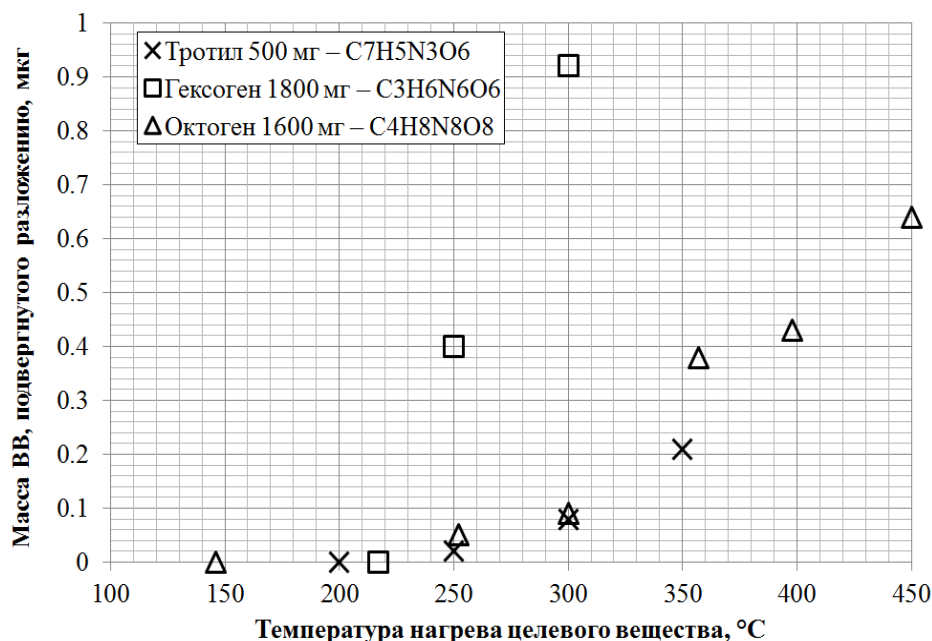


Рис. 6. Зависимость массы ВВ, подвергнутого разложению, от температуры нагрева ВВ

Целью проведенных исследований было, в первую очередь, проведение оценки чувствительности газовых датчиков, необходимых для регистрации образующейся концентрации газовых продуктов распада. В результате исследований была продемонстрирована возможность надежного обнаружения распада ВВ на уровне 10^{-5} % от их массы. Используемый МДП-сенсор (емкостный сенсор) был выбран исключительно за его высочайшую чувствительность. В реальных установках целесообразно использовать более простые и дешевые электрохимические сенсоры.

Список литературы и источников

1. Bolodurin B., Korchak V., Litvinov A., Mikhailov A., Nozdrya D., Pomazan Yu., Filipchuk D., Etrekova M. (2018) Comprehensive Research on the Response of MIS Sensors of Pd-SiO₂-Si and Pd-Ta₂O₅-SiO₂-Si Structures to Various Gases in Air. *Russian Journal of General Chemistry*, vol. 88, no. 12, pp. 2732-2739. – Текст : непосредственный.
2. Nguyen, V.B. (2014) Molecular Structure and Mechanisms of Reactions of Gas-Phase Decomposition of Anion- and Cation-Radicals of Some C-, N-, O-Nitro Compounds According to Quantum Chemical Calculations: Thesis for a Candidate of Chemical Sciences. Ph.D. Thesis. The Kazan National Research Technological University, Kazan, Russia, 2014. – Текст : непосредственный.
3. Чачков, Д. В. Влияние молекулярной структуры на особенности конкуренции различных механизмов первичного акта газофазного распада С-нитросоединений по результатам квантово-химических расчетов : дис. ... канд. хим. наук. : 02.00.04. – Казань : КГТУ, 2005. – 206 с. – Текст : непосредственный.

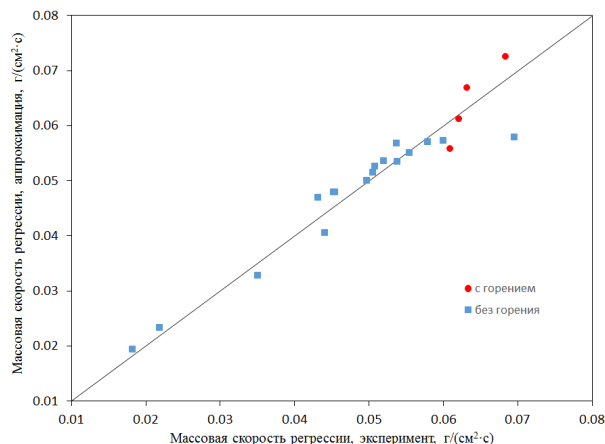
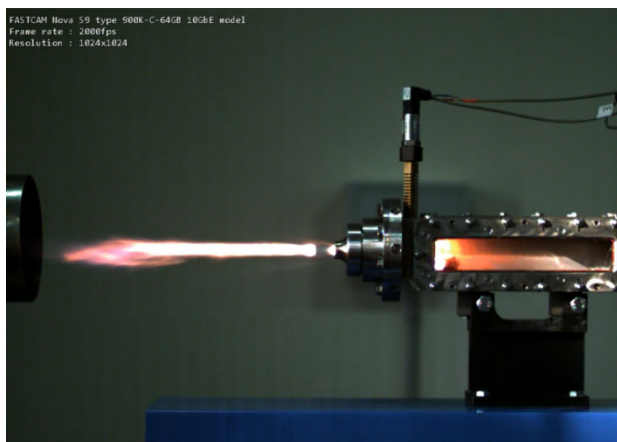
ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ПАРАФИнового БЛОКА В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

С. А. Рашковский, В. А. Усанов, Г. В. Гембаржевский, С. Е. Якуш
Институт проблем механики имени А. Ю. Ишлинского РАН, Москва

Аннотация. Приведены результаты исследований горения парафина в высокотемпературном потоке воздуха. В результате экспериментов установлено, что самовоспламенение парафинового образца происходит, если температура воздуха на входе в рабочую камеру T_{in} превышает 770 К, а его расход G_a превышает 0.1 кг/с. По результатам экспериментов построена граница области устойчивого самовоспламенения парафина в координатах (G_a, T_{in}) . Разработана модель воспламенения парафина в высокотемпературном потоке воздуха, объясняющая пределы самовоспламенения.

Ключевые слова: воспламенение, горение, парафин, высокоэнтальпийный поток.

Исследовано горение парафина в высокотемпературном потоке воздуха (см. л.). Образец парафина прямоугольной формы со скошенной передней частью помещался в рабочую камеру, снабженную звуковым выходным соплом, в которую подавался нагретый воздух. Температура воздуха на входе в рабочую камеру варьировалась в диапазоне 600...1000 К, расход воздуха – в пределах 0,05...0,22 кг/с, давление в рабочей камере варьировалось в диапазоне 0,4...2,0 МПа. Рабочая камера снабжена смотровым окном, через которое проводилась скоростная видеосъемка процесса (см. рис. слева). В экспериментах также измерялась тяга и скорость регрессии образца.



Кадр стационарной работы установки (слева) и сравнение теоретической скорости регрессии образца с экспериментальной (справа)

Установлено, что самовоспламенение образца происходит, если температура воздуха на входе в рабочую камеру T_{in} превышает 770 К, а его расход G_a превышает 0,1 кг/с. По результатам экспериментов построена граница области устойчивого самовоспламенения парафина в координатах (G_a, T_{in}) . Определено время задержки самовоспламенения. Показано, что наибольшее влияние на него оказывает расход воздуха. Разработана модель воспламенения парафина в высокотемпературном потоке воздуха, объясняющая пределы самовоспламенения.

Установлена зависимость массовой скорости регрессии образца парафина от G_a и T_{in} . Анализ кадров скоростной видеосъемки показал, что горение происходит не над поверхностью образца, а за ним (см. рис. слева): под действием высокотемпературного потока воздуха происходит плавление парафина и образование на поверхности образца тонкого (толщиной 1...3 мм) слоя расплава, который течет вдоль поверхности под действием касательных напряжений со стороны воздушного потока. Большая часть расплава стекает с задней кромки поверхности образца, где и происходит воспламенение и горение парафина в рециркуляционной зоне. Разработана модель регрессии образца в высокотемпературном потоке воздуха. Сравнение теоретической скорости регрессии образца парафина с полученными экспериментальными данными приведено на рисунке справа.

Список литературы и источников

Экспериментальное определение параметров зажигания легкоплавкого твердого топлива / В. А. Усанов, Г. В. Гембаржевский, С. А. Рашковский, С. Е. Якуш // Неравновесные процессы. – М., 2024. – С. 171–175. – Текст : непосредственный.

НАБЛЮДЕНИЕ ЭРОЗИОННОГО РАЗДУВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ВИХРЯ

С. К. Савельев, Т. А. Додул

Балтийский государственный технический университет «Военмех» имени Д. Ф. Устинова
Санкт-Петербург, Россия

Аннотация. Воздействие интенсивного вихревого потока на поверхность горения топливной композиции обуславливает ряд специфических особенностей трансформации горячей поверхности, характеризующейся значительной неоднородностью параметров потока по радиусу вихря. Наиболее значимым при достаточной интенсивности вихря является проявление эрозионного раздувания горячей поверхности. Представлены результаты экспериментального исследования такого процесса. Получена экспериментальная зависимость, описывающая связь величины эрозионного раздувания с параметрами течения. В ходе изучения влияния различных факторов на процесс эрозионного раздувания поверхности при вихревом воздействии обнаружена область параметров, в которой вихревое воздействие приводит не к увеличению скорости горения, а вызывает ее локальное уменьшение, что позволяет сделать предположение о выявлении зоны «отрицательного» эрозионного эффекта.

Ключевые слова: эрозионное раздувание, вихревое воздействие, скорость горения топлива, продукты сгорания топлива.

Эффект эрозионного раздувания поверхности горения канала заряда твёрдого топлива обтекающим продольным потоком продуктов сгорания хорошо известен и описан, например, в [1–4].

Однако практически все исследования этого эффекта выполнялись в принципиально схожих условиях – при продольном обтекании поверхности горения внешним потоком. Практически не описанным является аналогичный эффект, который наблюдается при воздействии интенсивного вихря, ось которого перпендикулярна поверхности горения топливной композиции. Существенно более сложная структура самого вихревого потока по сравнению с одномерным продольным течением в канале обуславливает ряд специфических особенностей взаимодействия потока с горячей поверхностью. В данной работе рассмотрены некоторые вопросы экспериментального исследования воздействия интенсивной вихревой структуры на горящую поверхность.

Исследования проводились в цилиндрической камере, вращающейся вокруг своей продольной оси. На одном из торцов цилиндра расположен топливный заряд с изначально плоской поверхностью, обеспечивающий равномерный по радиусу подвод продуктов сгорания. Истечение продуктов сгорания из объема происходит через сопло, расположенное на оси конструкции на торце противоположном торцу с топливом.

Исследование эрозионного раздувания поверхности топлива под действием вихря осуществлялось в основном методом гашения зарядов.

Экспериментальное исследование внутрикамерного течения в такой конструкции позволяет установить, что во внутренней полости такой конструкции (рис. 1) возникает сложное вихревое течение газообразных продуктов сгорания топлива. Основной особенностью этого потока является образование по оси конструкции (при использовании односоплового блока) интенсивного закрученного жгута, скорость вращения которого на порядок превосходит скорость вращения корпуса цилиндра. Взаимодействие указанного вихревого жгута с поверхностью горения топлива приводит к образованию эрозионного углубления по оси заряда.

На основе обработки экспериментальных данных была получена зависимость эрозионного раздувания вихрем поверхности топлива, для описания которой вводится критерий; назовём его критерием эрозионного раздувания торцевых зарядов:

$$K_\varepsilon = \frac{P^2 W^2 R}{(u \rho_s f_0)^2} e_0, \quad (1)$$

где P – давление в цилиндре; W – угловая скорость вращения; R – внутренний радиус цилиндра; e_0 – толщина сгоревшего свода, пропорциональная времени горения; ρ_s – плотность топлива; u – линейная скорость горения топлива; f_0 – работоспособность топлива.

Введём в рассмотрение еще одну величину, которую назовём коэффициентом эрозионного горения:

$$\varepsilon = \frac{e_3}{e_0}, \quad (2)$$

где e_3 – величина свода, сгоревшего в какой-либо точке воздействия вихря; ε – коэффициент с переменными значениями по радиусу r исследуемой поверхности.

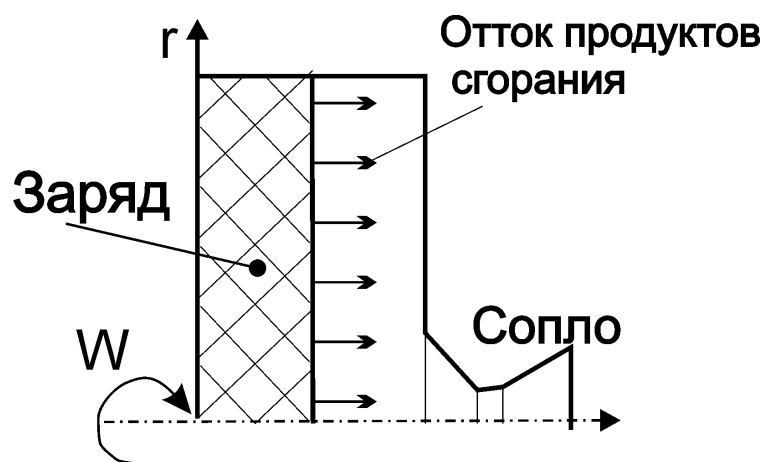


Рис. 1. Схема исследуемого объема

Для определения этой зависимости заряды, погашенные в различные моменты времени функционирования установки, обмерялись на предмет определения функции $\varepsilon(r)$. Анализ полученных материалов показывает, что профиль образующегося эрозионного углубления в заряде имеет довольно сложную форму, а сам процесс формирования эрозионного углубления в поверхности зарядов в исследованной конструкции носит многостадийный характер.

По результатам исследования эффекта вихревого воздействия построена регрессионная модель, связывающая коэффициент эрозионного горения в осевой точке поверхности с критерием эрозионного горения торцевых зарядов:

$$\varepsilon(0) = 2,43 + 0,00188(K_\varepsilon - 389). \quad (3)$$

Данная модель построена на выборке 35 опытов, имеет значение коэффициента множественной корреляции 0,989 и применима при $70 < K_\varepsilon < 800$.

Особый интерес в рассматриваемом процессе формирования эрозионного углубления представляет обнаруженная область, где проявляется эффект отрицательного воздействия потока на величину скорости горения. Наличие этого эффекта демонстрирует результат обмера поверхности топлива в приосевой зоне установки калибром 80 мм, представленный на рисунке 2. При угловой скорости вращения около 900 1/с на оси формируется выступ, свидетельствующий о том, что локальная скорость горения на оси на пару единиц процента меньше, чем на периферии, где воздействие вихря практически отсутствует. Для сравнения на этом же рисунке представлены профили поверхности горения для случаев с более интенсивным вихрем.

Другой выявленной принципиальной особенностью эрозионного углубления является наличие на погашенной поверхности горения ряби, структура которой зависит от характера воздействия и фазы развития эрозионного углубления, на которой было прервано горение.

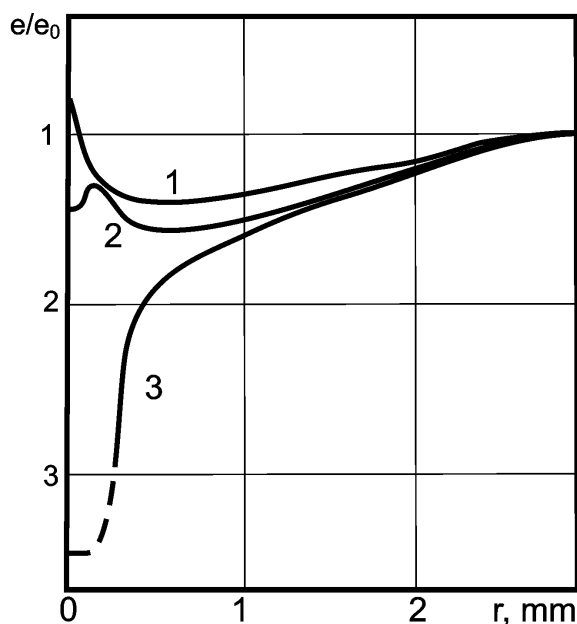


Рис. 1. Изменение по радиусу относительной величины свода горения торцевого заряда во вращающемся цилиндре в зависимости от скорости вращения: 1 – 900 1/с; 2 – 970 1/с; 3 – 1400 1/с

Приведенные данные расширяют представление о процессах взаимодействия потока продуктов сгорания с поверхностью, генерирующей эти продукты.

Список литературы и источников

1. *Лейпунский, О. И.* К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов : дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – М. : ИХФ АН СССР, 1945. – 245 с. (Частично перепечатано в сб. «Теория горения порохов и взрывчатых веществ». – М. : Наука, 1982. – С. 226–277). – Текст : непосредственный.
2. *Зельдович, Б. Я.* К теории горения пороха в газовом потоке // *Физика горения и взрыва.* – 1971. – Т. 7, № 4. – С. 463–476. – Текст : непосредственный.
3. *Вилунов, В. Н.* К теории эрозийного горения порохов // *Доклады АН СССР.* – 1961. – Т. 136, № 2. – С. 381–383. – Текст : непосредственный.
4. *Вилунов, В. Н.* О закономерностях горения пороха Н в потоке газа / В. Н. Вилунов, Дворяшин А. Н. // *Физика горения и взрыва.* – 1971. – Т. 7, № 1. – С. 45–51. – Текст : непосредственный.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОГАЗОДИНАМИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ С ОХЛАЖДАЮЩИМ ПОТОКОМ

А. Р. Самигулов

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. Рассматриваются исследования, направленные на изучение процессов гашения сверхзвуковых струй, что является актуальной темой в контексте повышения эффективности и безопасности испытаний изделий. В качестве методов исследования использовано решение системы уравнений гидродинамики вязкого теплопроводного газа во взаимодействии с каплями охлаждающей жидкости в двухфазной и двухскоростной постановке.

Ключевые слова: реактивная струя, охлаждающий поток, термогазодинамика.

Современные технологии ракетостроения и аэрокосмической инженерии требуют постоянного совершенствования методов испытаний и оптимизации работы реактивных двигателей. Одной из ключевых задач в этой области является гашение энергии сверхзвуковых струй, возникающих в процессе их наземных испытаний. Сверхзвуковые струи представляют собой сложные физические явления, которые требуют глубокого понимания их динамики и взаимодействия с окружающей средой. В данной работе рассматриваются исследования, направленные на изучение процессов гашения сверхзвуковых струй, что является актуальной темой в контексте повышения эффективности и безопасности испытаний изделий.

Актуальность данной работы обусловлена необходимостью разработки эффективных методов управления сверхзвуковыми струями, которые могут оказывать значительное влияние на характеристики. В условиях современных испытаний, где требования к надежности и безопасности выходят на первый план, важно не только понимать физику процессов, происходящих в струе, но и уметь контролировать их поведение. Это особенно актуально в свете растущих требований к экологической безопасности и минимизации негативного воздействия на окружающую среду.

Для снижения уровня термогазодинамических характеристик струи предлагается применять впрыск воды в слой смешивания, что активно используется для уменьшения интенсивности акустического излучения. Данный подход позволяет значительно снижать шумовые эффекты, которые могут возникать из-за взаимодействия струй с окружающей средой, температуру и скорость струи реактивного двигателя.

В качестве методов исследования использовано решение системы уравнений гидродинамики вязкого теплопроводного газа во взаимодействии с каплями охлаждающей жидкости в двухфазной и двухскоростной постановке. Для численного моделирования предполагается использование пакета ANSYS, который широко используется в инженерии, включая термогазодинамику, и позволяет проводить анализ газодинамических и тепловых процессов.

Ожидаемые результаты: изучение взаимодействия струи с турбулентными вязкими слоями, определение конструктивно-компоновочной схемы экспериментальной установки, определение потребного расхода охлаждающей жидкости для эффективного охлаждения и диссипации механической энергии реактивной струи при различных условиях.

Таким образом, перспективы дальнейших исследований в данной области обширны. Необходимо продолжать изучение взаимодействия струй с различными средами, а также разрабатывать новые технологии, которые позволят более эффективно гасить энергию сверхзвуковых струй. Важно также учитывать влияние новых материалов и конструктивных решений на процессы гашения, что может привести к значительным улучшениям в области ракетных технологий.

Список литературы и источников

1. Особенности проведения экспериментальных исследований на сверхзвуковой атмосферно-вакуумной аэродинамической трубе / Е. А. Прокопенко, Н. П. Савищенко, А. В. Шевченко, С. А., Поняев К. В. Твердохлебов, С. А. Яшков // Международный научно-исследовательский журнал. – 2018. – № 12-1 (78). – URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/osobennosti-provedeniya-eksperimentalnyh-issledovaniy-na-sverhzvukovoy-atmosferno-vakuumnoy-aerodinamicheskoy-trube> (дата обращения: 25.05.2025). – Текст : электронный.
2. Численное исследование воздействия тонкораспыленной воды на турбулентное диффузионное пламя / А. А. Шумихин, А. И. Карпов, М. А. Корепанов, В. Б. Новожилов // Химическая физика и мезоскопия. – 2012. – Т. 14, № 3. – С. 391–400. – Текст : непосредственный.
3. *Корепанов, М. А.* Численное моделирование взаимодействия струи продуктов сгорания твердого топлива с мелкодисперсной водной завесой / М. А. Корепанов, В. Н. Еремин, А. А. Шаклеин // Фундаментальные основы баллистического проектирования : IV Всероссийская научно-техническая конференция / под ред. Б. Э. Кэрта. – 2014. – С. 264–267. – Текст : непосредственный

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНИКОВ ИЗ КАРБИДОВОЛЬФРАМОВОГО СПЛАВА С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ КОБАЛЬТОВОЙ СВЯЗКИ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

*А. Ю. Саммель¹, А. Б. Скосырский², В. В. Буркин¹, А. С. Дьячковский¹, А. Н. Ищенко¹
В. А. Кудрявцев², Е. Ю. Степанов¹, А. В. Чупашев¹*

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ, Томск, Россия

²Сибирский физико-технический институт ТГУ, Томск, Россия

Аннотация. Исследованы особенности высокоскоростного взаимодействия цилиндрических ударников с конической головной частью, изготовленных на основе карбидовольфрамового сплава с кобальтовой связкой при различной концентрации последней. Исследована проникающая способность данных образцов в стальную преграду в диапазоне скоростей взаимодействия 500...850 м/с. Построены корреляционные зависимости глубин кратеров от скорости удара для трех вариантов ударников, материал изготовления которых различается концентрацией кобальтовой связки.

Ключевые слова: твердый сплав, карбид вольфрама, спекание, легирование, высокоскоростной удар.

Исследование механизмов высокоскоростного взаимодействия различных материалов представляет собой сложную многопараметрическую задачу, требующую учета множества факторов, и имеющую важное практическое значение в разработке и оптимизации изделий, работающих в условиях экстремальных нагрузок. Твёрдые сплавы системы WC-Co являются особо важным классом материалов, которые обладают уникальными физико-механическими и функциональными свойствами. Эти материалы широко используются в различных отраслях промышленности, авиации, аэрокосмической индустрии, медицинском оборудовании, включая оборонную отрасль. Поиск эффективно работающих сочетаний компонент сплавов системы WC-Co при высокоскоростном взаимодействии является одним из востребованных в настоящее время направлений конечной (терминальной) баллистики [1, 2]. Известно, что основными физико-механическими свойствами твердых сплавов WC-Co, влияющими на их эксплуатационные свойства, являются твердость, трещиностойкость (ударная вязкость), прочность на сжатие и прочность на изгиб [3]. Основными факторами, определяющими уникальное сочетание свойств твердых сплавов, являются характеристики высокотвердых тугоплавких карбидов, свойства цементирующей фазы и их количественное соотношение, особенности взаимодействия металла связки с карбидами, а также средним размером карбидного зерна. Материал связующей фазы при температуре спекания должен хорошо смачивать частицы карбидов, не образовывать с ними фаз, которые бы обладали низкими физико-механическими свойствами. В качестве связующей фазы наибольшее распространение получил кобальт, который хорошо смачивает поверхность карбида вольфрама и не создает собственных карбидных соединений, обеспечивая высокую прочность и ударную вязкость карбидовольфрамовых твердых сплавов. Особый интерес с точки зрения прикладного применения рассматриваемых материалов для изготовления ударников представляют исследования по выявлению корреляционных зависимостей параметров, которые определяют особенности высокоскоростного взаимодействия и проникающей способности ударников из материалов данного класса [4–7]. Исследования, проведенные в данной области [8], показали заметное влияние добавок кобальта различной концентрации, как на механические характеристики образцов керамики на основе карбида вольфрама, так и на ее прочностные характеристики при ударно-волновом воздействии. При этом зависимости могут иметь противоположные тенденции.

В данной работе экспериментально исследовалось взаимодействие ударников, изготовленных из карбидовольфрамового сплава с кобальтовой связкой различной концентрации, со стальной преградой в диапазоне скоростей 500...850 м/с.

Для исследования высокоскоростного взаимодействия со стальными преградами толщиной 45 мм изготавливались цилиндрические ударники (рис. 1, а) с конической головной частью длиной 21 мм и одинаковой массой из карбидовольфрамового твердого сплава с различным содержанием кобальтовой связки (8, 13, 15 вес. %). Ускорение ударников осуществлялось с использованием испытательной установки с применением ведущего устройства (рис. 1, б) в диапазоне скоростей 500...850 м/с. Скорость ударника при подлете к преграде определялась по данным высокоскоростной съемки.



Рис. 1. Внешний вид ударников (а); ударники в ведущем устройстве (б)

С использованием растрового электронного микроскопа TESCANVEGA 3 получены изображения характерной зеренной микроструктуры исследуемых ударников (рис. 2), изготовленных из карбидовольфрамового сплава с различной концентрацией кобальта.

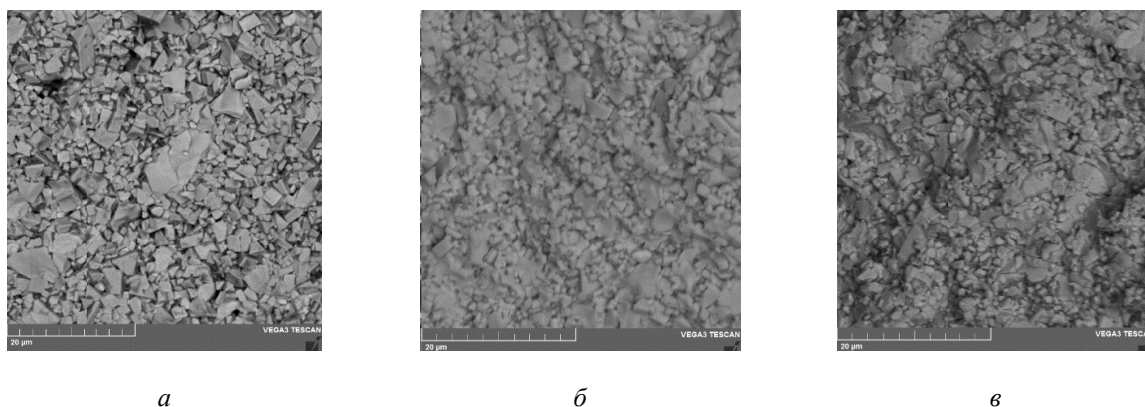
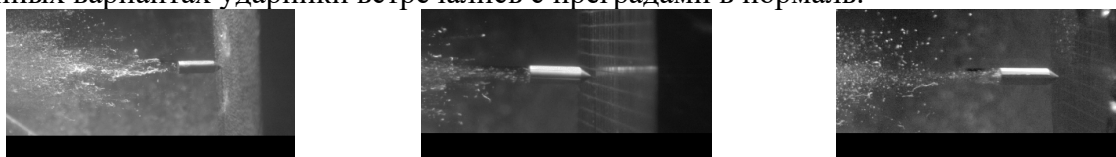


Рис. 2. Характерная зеренная структура карбидовольфрамового сплава с различной концентрацией кобальтовой связки: а – 8 вес. %; б – 13 вес. %; в – 15 вес. %

Исследованные сплавы имеют типичную для твердых карбидовольфрамовых сплавов системы WC-Co микроструктуру со средним размером зерен карбидной фазы 3,6 мкм и равномерным распределением кобальтовой связки по всему объему материала. На автоматическом твердомере модели ТК-2М определялась твердость по Роквеллу (ГОСТ 9013–59) карбидовольфрамового сплава с содержанием кобальтовой связки (8, 13, 15 вес. %), которая составила 87,5, 86,7, 86,0 HRA соответственно.

Характерные этапы подлета ударников к преградам показаны на рисунке 3. Во всех исследованных вариантах ударники встречались с преградами в нормаль.



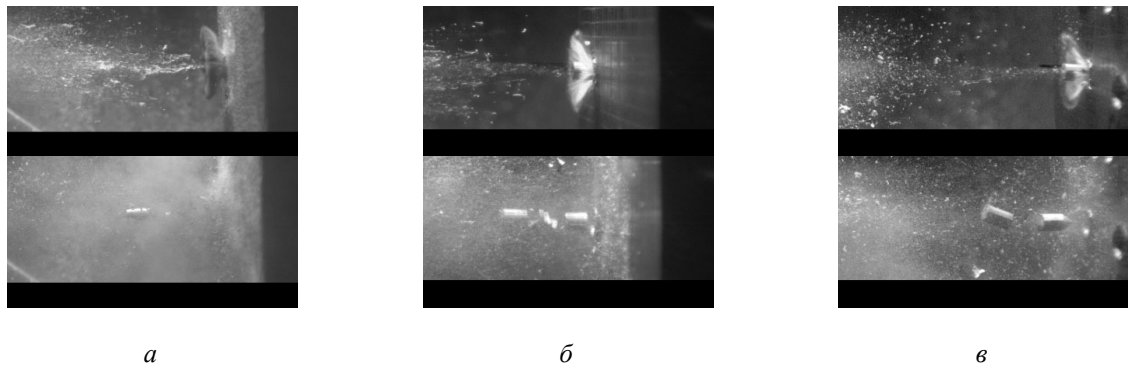


Рис. 3. Характерные этапы высокоскоростного взаимодействия ударников с преградами при скорости встречи: *a* – 792 м/с – 8 вес. %; *б* – 830 м/с – 13 вес. %; *в* – 627 м/с – 15 вес. %

В процессе внедрения в преграду ударник фрагментируется на несколько частей, которые вылетают во встречном направлении. На рисунке 3 отчетливо видны два крупных фрагмента – конусная головная часть и кормовая. Между ними образуется область с более мелкой фрагментацией. В результате эксперимента в преграде образуются кратеры. Внешний вид образованных кратеров сверху и в разрезе, а также фрагменты ударников приведены на рисунке 4.

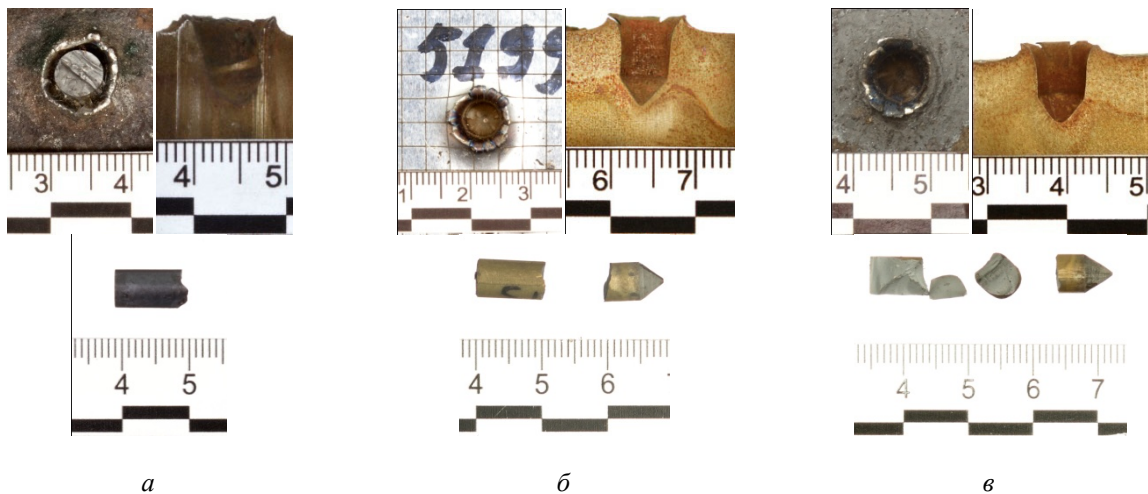


Рис. 4. Внешний вид кратеров сверху, в разрезе и остатки ударников: *a* – 8 вес. % при скорости 501 м/с; *б* – 13 вес. % при скорости 517 м/с; *в* – 15 вес. % при скорости 505 м/с

Образовавшиеся кратеры имеют заостренную форму и у основания, повторяя головную часть ударника. Это свидетельствует о сохранении геометрии головной части ударников при внедрении в преграду во всем диапазоне рассматриваемых скоростей взаимодействия. Стенки кратеров гладкие с ровным входным отверстием. Меридиональные разрезы преграды с застрявшими в них ударниками (см. рис. 4, *a*) позволяют выявить в ударниках трещины, проходящие преимущественно по плоскостям, перпендикулярным оси ударника.

По средним значениям глубин образовавшихся кратеров в зависимости от концентрации кобальтовой связки и скорости взаимодействия построены корреляционные зависимости глубин кратеров от скорости удара для трех вариантов ударников (рис. 5).

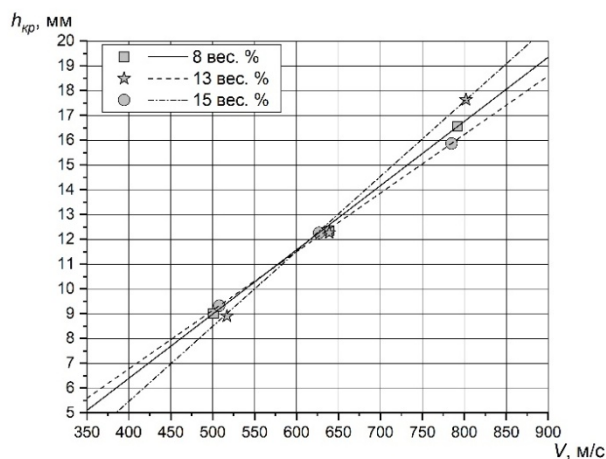


Рис. 5. Графики зависимостей глубины проникания ударников с 8, 13, 15 вес. % кобальтовой связки

Анализ показал, что в зависимости от скорости взаимодействия каждый из материалов ведет себя по-разному. Выявлено, что в диапазоне скоростей взаимодействия 500... 600 м/с максимальную глубину проникания показал ударник с 15 вес. % кобальтовой связки, а в диапазоне скоростей 670...850 м/с – ударник с 13 вес. % кобальтовой связки. Значения глубины проникания ударника с 8 вес. % кобальтовой связки лежат между значениями, показанными ударниками с 13 и 15 вес. % кобальтовой связки во диапазоне скоростей 500...850 м/с.

Список литературы и источников

1. Исследование кинетики электроимпульсного плазменного спекания ультрамелкозернистых твердых сплавов WC-10% Co / Е. А. Ланцев, В. Н. Чувильдеев, А. В. Нохрин, М. С. Болдин, Ю. В. Цветков, Ю. В. Благовещенский, Н. В. Исаева, П. В. Андреев, К. Е. Сметанина // Физика и химия обработки материалов. – 2019. – № 6. – С. 36–51. – DOI: 10.30791/0015-3214-2019-6-36-51. – Текст : непосредственный.
2. Дворник, М. И. Создание ультрамелкозернистого твердого сплава WC-15Co из порошка, полученного электроэрозионным диспергированием отходов сплава VK15 в воде / М. И. Дворник, Е. А. Михайленко // Известия высших учебных заведений. Порошковая металлургия и функциональные покрытия. – 2020. – № 3. – С. 4–16. – DOI: 10.17073/1997-308X-2020-3-4-16. – Текст : непосредственный.
3. Третьяков, В. И. Основы металловедения и технологии производства спеченных твердых сплавов. – М. : Металлургия, 1976. – 527 с. – Текст : непосредственный.
4. Федоров, С. В. Расчетный анализ проникания удлиненных ударников из высокоплотного сплава с различными прочностными свойствами в стальную преграду / С. В. Федоров, С. Д. Ревкова // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. – 2018. – № 1 (101). – С. 80–86. – Текст : непосредственный.
5. Особенности высокоскоростного проникания ударника из пористого сплава на основе вольфрама с упрочняющим наполнителем в стальную преграду / А. Н. Ищенко, С. А. Афанасьева, Н. Н. Белов, В. В. Буркин, К. С. Рогаев, А. Ю. Саммель, А. Б. Скосырский, А. Н. Табаченко, Н. Т. Югов // Письма в Журнал технической физики. – 2017. – Т. 43, № 17. – С. 41–47. – DOI: 10.21883/PJTF.2017.17.44945.16755. – Текст : непосредственный.
6. Атрошенко, С. А. Механизмы пластической деформации в нержавеющей стали в условиях высокоскоростного проникания компактных ударников / С. А. Атрошенко, А. Ю. Григорьев, Г. Г. Савенков // Физика твердого тела. – 2019. – Т. 61, № 10. – С. 1738–1742. – DOI: 10.21883/FTT.2019.10.48242.476. – Текст : непосредственный.
7. Исследование высокоскоростного взаимодействия образцов из карбидовольфрамового сплава с многокомпонентной связкой со стальной преградой / А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, А. С. Дьячковский, Л. С. Марцунова, К. С., Рогаев А. Ю. Саммель, А. Д. Сидоров, А. Б. Скосырский, Е. Ю. Степанов, А. В. Чупашев // Письма в Журнал технической физики. – 2021. – Т. 47, № 14. – С. 11–13. – DOI: 10.21883/PJTF.2021.14.51179.18678. – Текст : непосредственный.
8. Савиных, А. С. Влияние содержания кобальта на прочностные свойства керамики на основе карбида вольфрама при динамических нагрузках / А. С. Савиных, С. В. Разоренов // Журнал технической физики. – 2018. – Т. 88, № 3. – С. 368–373. – DOI: 10.21883/JTF.2018.03.45592.2267. – Текст : непосредственный.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГОКОНДЕНСИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ГАЗОГЕНЕРАТОРАХ

*А. В. Байков^{1,2}, Е. В. Суриков², Л. С. Яновский^{1,2,3}, М. С. Шаров^{1,2}, О. М. Алексеева²
П. А. Коломенцев^{1,2}, Л. Л. Картовицкий³*

¹Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН
Черноголовка, Россия

²Центральный институт авиационного моторостроения имени П. И. Баранова, Москва, Россия
Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

Аннотация. Представлен анализ результатов экспериментальных исследований по оценке энергетической эффективности модельных и натуральных газогенераторов на энергетических конденсированных материалах (ЭКМ). Выявлено влияние параметров работы газогенератора и состава ЭКМ на равновесность протекания химических реакций разложения и горения. Влияние усиливается при снижении рабочего давления в газогенераторе и повышении доли металлоидов в составе, что приводит к снижению температуры продуктов газогенерации, повышению содержания в них конденсированной фазы. На ЭКМ, не содержащих металлические и металлоидные составляющие, такого влияния не наблюдается в широком диапазоне изменения рабочего давления в газогенераторе.

Ключевые слова: газогенератор, энергетический конденсированный материал, металлоид, металл, энергетическая эффективность, горение, термодинамическое равновесие.

Газогенераторы, работающие на энергетических конденсированных материалах (ЭКМ), получили широкое распространение в самых разнообразных областях современной техники. Они используются для наддува ёмкостей и оболочек, приведения в готовность наддувных спасательных средств, раскрутки турбомашин, подачи составов пожаротушения и др.

Широкая область применения газогенераторов требует использования газогенерирующих составов, которые удовлетворяют весьма разнообразным и зачастую противоречивым техническим требованиям. Вместе с тем имеются общие для всех составов требования, вытекающие из особенностей работы газогенератора: требуемая температура получаемых газов, отсутствие в продуктах газогенерации агрессивных составляющих, способных вызывать коррозию узлов исполнительных агрегатов, отрицательный кислородный баланс получаемых газов [1].

Требование ограниченной температуры получаемых газов делает необходимым разработку специфических газогенераторных составов с минимальным содержанием окислителя. На процесс горения таких композиций сильное влияние оказывает кинетика химических реакций, протекающих при горении. В результате незавершенности химических реакций в продуктах газификации нередко имеет место повышенное содержание твёрдых частиц. Обычно в продуктах газификации содержится сажа (углерод), которая не оказывает заметного эрозионного воздействия на узлы и отдельные элементы конструкции газогенератора или исполнительного механизма. Но в случае наличия в продуктах газификации борных (металлоидных) [2] и особенно металлических частиц степень эрозионного износа элементов конструкции значительно возрастает.

Автономные огневые стендовые испытания (ОСИ) газогенераторов проводились с целью селекции и выбора базовых рецептур газогенерирующих составов, отработки и совершенствования конструкций теплозащитного покрытия, сопловых блоков и узлов регулирования расхода продуктов газификации. Объектами исследований также являлись модельные образцы различных рецептур газогенерирующих композиций, которые использовались в стендо-

вых модельных газогенераторах. Типичная схема стендового газогенератора представлена на рисунке 1.

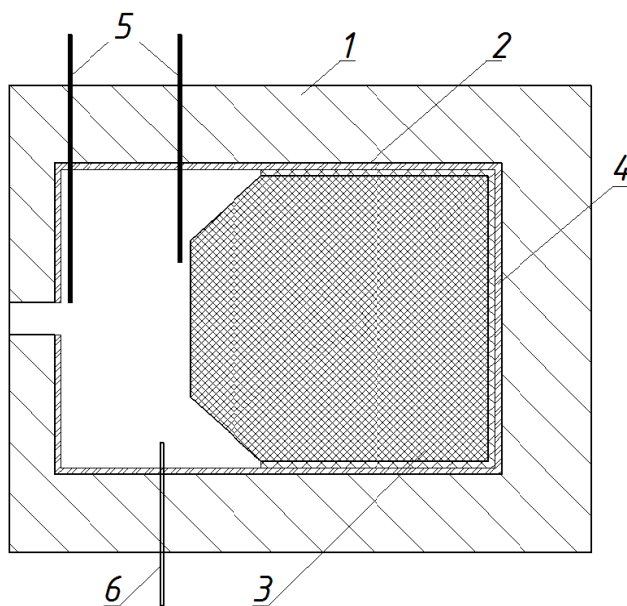


Рис. 1. Схема стендового газогенератора, предназначенного для испытания модельных образцов твёрдого топлива: 1 – силовой корпус; 2 – теплозащитное покрытие; 3 – заряд твёрдого топлива; 4 – бронировка заряда; 5 – термопары; 6 – канал измерения давления

Газогенерирующий заряд размещается в силовом корпусе (1), имеющем теплозащитное покрытие (2). Температура газов измеряется термопарами (5) а давление (6) – тензометрическими датчиками. Воспламенение заряда производилось с помощью воспламенителя, инициируемого с помощью электрозапала, провода от которого выводились через сопло [3]. В соответствии с методикой обработки экспериментальных данных [4] на основе измеренных параметров определялись все основные характеристики работы газогенератора. В качестве основного критерия эффективности рабочего процесса в газогенераторе, характеризующего совершенство (равновесность) протекающих процессов, рассматривался коэффициент расходного комплекса $\varphi_{\beta_{\Gamma\Gamma}}$, который определяется как отношение экспериментального полученного значения расходного комплекса $\beta_{\text{э}}$ к его расчётному значению $\beta_{\text{т}}$:

$$\varphi_{\beta_{\Gamma\Gamma}} = \frac{\beta_{\text{э}}}{\beta_{\text{т}}}.$$

Здесь $\beta_{\text{э}} = \frac{p_{\Gamma\Gamma} \mu_c F_{\text{кр.}\Gamma\Gamma}}{G_{\Gamma\Gamma}}$ – действительный (экспериментальный) расходный комплекс, определяемый на основе измеряемых в ходе эксперимента параметрах: $p_{\Gamma\Gamma}$ – давление в камере газогенератора; μ_c – коэффициент расхода сопла; $F_{\text{кр.}\Gamma\Gamma}$ – площадь критического сечения сопла газогенератора; $G_{\Gamma\Gamma}$ – расход продуктов газогенерации.

$$\beta_{\text{т}} = \frac{\sqrt{R_{\Gamma} (1-z) T_{\Gamma}^*}}{m} \text{ – теоретическое или расчётное значение расходного комплекса, опреде-}$$

ляемое по результатам равновесного термодинамического расчёта (например, с помощью программы TERRA [5]) для полученного в процессе эксперимента среднего давления в камере газогенератора $p_{\Gamma\Gamma.\text{стац}}$ за время его работы на установившемся режиме; R_{Γ} – газовая постоянная для газообразных продуктов газогенерации; z – массовая доля содержания конденсированной фазы в продуктах газогенерации; T_{Γ}^* – температура (полная) продуктов газогенерации; m – коэффициент, зависящий от показателя изоэнтропы для процесса истечения газа из сопла:

$$m = \sqrt{n \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}}$$

Было выявлено, что коэффициент расходного комплекса $\varphi_{\text{вгг}}$, характеризующий энергетическую эффективность процесса горения в газогенераторе, зависит не только от режимных параметров работы газогенератора, но и от ряда других показателей. На рисунке 2 представлены экспериментальные данные (точки) и графики зависимости коэффициента расходного комплекса $\varphi_{\text{вгг}}$ от давления в газогенераторе при различных массовых долях металлоида в газогенерирующем составе.

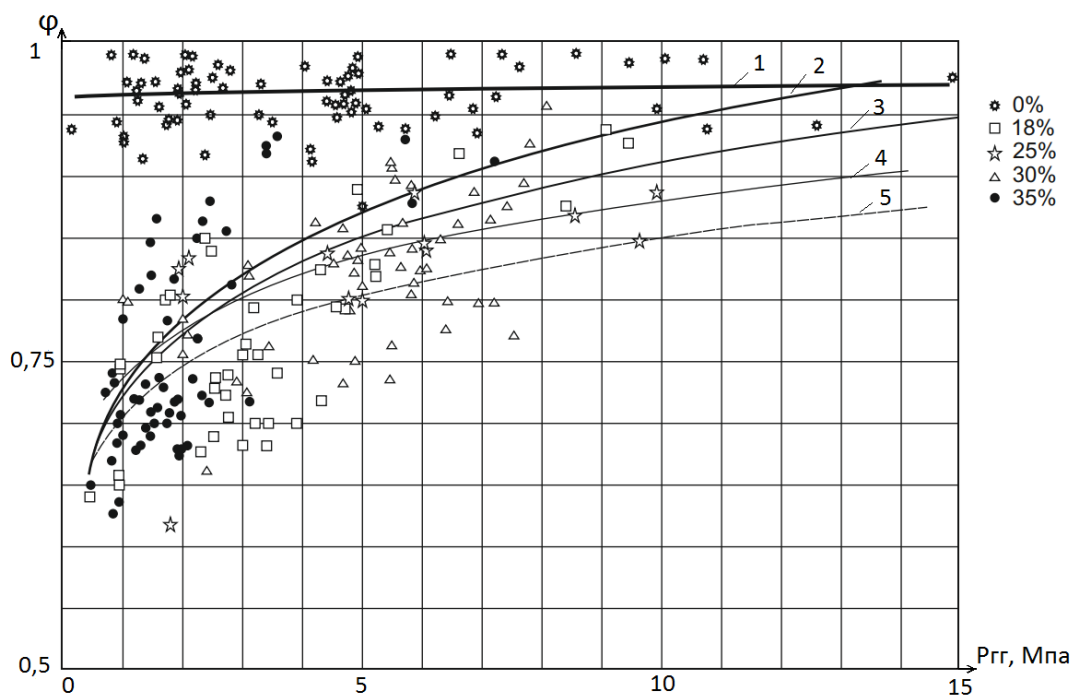


Рис. 2. Экспериментальные данные (точки) и графики зависимости коэффициента расходного комплекса $\varphi_{\text{вгг}}$ от давления в камере газогенератора $p_{\text{гг}}$ при различной массовой доле металлоидов газогенерирующем составе: линии 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют различным массовым долям металлоида (0, 18, 20, 30 и 35 % соответственно) в газогенерирующем составе

По предварительно проведенным по программе TERRA [5] расчётам равновесного состава и свойств продуктов сгорания рецептур газогенераторных составов, не содержащих металла и металлоидов, получены относительно невысокие значения температур продуктов газификации в камере газогенератора в широком диапазоне давлений. Температура в камере изменяется в пределах 1200...1370 К при повышении давления 1,0...16 МПа. Массовое содержание конденсированной фазы Z в продуктах газификации колеблется от 28 до 30 %. Конденсированная фаза представляет собой в основном углерод в виде сажи. В процессе испытаний получены высокие значения коэффициента расходного комплекса. Его величина изменяется от 0,92 до 0,99 в диапазоне давлений 0,1...14,7 МПа. Температура продуктов газификации в камере газогенератора для составов, не содержащих металла и металлоида, близка к расчётным равновесным значениям для каждого из проведенных испытаний. Это свидетельствует о высокой энергетической эффективности и отсутствии значительного влияния давления в камере газогенератора на процесс горения энергетического конденсированного материала.

Для газогенерирующих составов с добавками в виде металлоида и незначительной доли металла была получена более сложная зависимость коэффициента $\varphi_{\text{вгг}}$ от давления в камере по сравнению с составом, не содержащим металл и металлоид.

Как видно из рисунка 2, снижение давления в газогенераторе приводит к заметному уменьшению $\varphi_{\beta_{гг}}$ при любой массовой доле металлоидных компонентов в составе.

Высокий уровень энергетических потерь в камере газогенератора при небольших давлениях объясняется существенным увеличением степени неравновесности химических реакций, связанных с горением состава, содержащего металлоид. В условиях термодинамического равновесия доля конденсированной фазы в продуктах газификации при повышении массовой доли металлоида в газогенерирующем составе от 18 до 35 % составляет от 45 до 75 % масс. То есть массовая доля конденсированной фазы в продуктах газификации существенно выше массовой доли металлоида в газогенерирующем составе. Это возможно, если при горении часть горючесвязывающего вещества не газифицируется, а вместе с металлоидом входит в состав конденсированной фазы. Равновесное значение температуры продуктов газификации находится в диапазоне значений 2200...2600 К для составов с массовой долей металлоида от 18 до 20 % и 1800...2100 К для составов с массовой долей металлоида до 35 %.

Прямые измерения температуры продуктов газификации для газогенерирующих составов, содержащих металлоиды и в незначительных количествах металл, при рабочих давлениях от 1,0 до 2,0 МПа показали существенно более низкие значения температуры по сравнению с расчётными величинами, что указывает на незавершенность химических процессов, связанных с горением. Различие между расчётным (равновесным) значением температуры продуктов газификации и измеренными значениями достигает 600 К.

Неравновесность рабочего процесса в камере газогенератора растёт при снижении рабочего давления в газогенераторе, а также при повышении массовой доли металлоида. При снижении давления в газогенераторе от 10 до 0,5 МПа коэффициент $\varphi_{\beta_{гг}}$ снижается и находится в диапазоне от 0,9 до 0,65. При снижении доли металлоида в составе от 35 % до 18 % коэффициент расходного комплекса, $\varphi_{\beta_{гг}}$, повышается на 12 %.

Полученный в экспериментах значительный разброс значений $\varphi_{\beta_{гг}}$ может быть объяснён влиянием ряда дополнительных факторов: разными тепловыми потерями в стенки камеры газогенератора, деградацией теплозащитных элементов при многократном их использовании, различиями в начальной температуре конструкции и газогенерирующего состава, влиянием времени работы заряда и свободного объёма перед ним, степенью участия в рабочем процессе газифицированных продуктов разложения теплозащитного покрытия, характером воспламенения заряда, конструктивными особенностями испытываемых конструкций, а также погрешностями измерений, в частности диаметра критического сечения сопла газогенератора до и после испытания.

Наличие термодинамической неравновесности при горении металлоидного борсодержащего ЭКМ отмечено также в работе [6]. Причина этого явления, по мнению авторов работы, связана с низким содержанием окислителя в составе ЭКМ. В представленных результатах исследований показано именно влияние добавок высокоэнергетических металлоидов на горение газогенерирующих составов. В составах, не содержащих металлоида, рассматриваемое явление отсутствует.

Влияние давления на энергетическую эффективность рабочего процесса в газогенераторе с зарядами, содержащими значительную долю металлоидов, необходимо учитывать на этапах проектирования и исследований перспективных газогенераторов с последующим уточнением конкретных значений $\varphi_{\beta_{гг}}$ при огневых стендовых испытаниях.

Таким образом, после проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Установлено существенное влияние режима работы газогенератора на равновесность протекания химических реакций, связанных с горением газогенерирующих составов с металлоидными добавками. Неравновесность рабочего процесса в камере газогенератора растёт при снижении рабочего давления, а также при повышении массовой доли металлоида в составе. При снижении давления в камере газогенератора от 10 до 0,5 МПа коэффициент расходного комплекса существенно снижается и находится в среднем в диапазоне величин 0,9...0,65.

2. Для составов, не содержащих металл и металлоиды, существенного влияния давления в камере газогенератора на коэффициент энергетической эффективности не обнаружено. При изменении давления в газогенераторе от 0,15 до 15 МПа коэффициент расходного комплекса находится в диапазоне 0,92...0,97.

3. Необходимо учёт обнаруженных эффектов и дополнительных факторов влияния на рабочий процесс в ходе проектирования перспективных газогенераторов.

Список литературы и источников

1. Физико-химические основы создания элементов снаряжения низкотемпературных газогенераторов различного назначения / В. А. Шандаков, А. С. Жарков, В. Н. Стрельников [и др.]. – М. : Физматлит, 2011. – 152 с. – Текст : непосредственный.

2. Pang W.Q., De Luca L.T., Fan X.Z., Glotov O.G., Zhao F.Q. (2019) Boron Based Fuel -Rich Propellant. Properties. Combustion and Technology Aspects. CRC Press. Taylor and Francis Group, 356 p. – Текст : непосредственный.

3. Анализ процесса горения твердых металлизированных топлив / М. А. Абрамов, А. В. Байков, А. В. Воронцов, Г. Е. Заславский, А. С. Суровежко // Тепловые процессы в технике. – 2020. – Т. 12, № 10. – С.445–457. – Текст : непосредственный.

4. Испытания и стендовая отработка комбинированных реактивных двигателей : учебное пособие / В. А. Сорокин, Ю. М. Милёхин, В. И. Томак [и др.] ; под ред. В. А. Сорокина, Д. А. Ягодникова. – М. : изд-во МГТУ имени Н. Э. Баумана, 2022. – 230 с. – Текст : непосредственный.

5. Трусов, Б. Г. Программная система TERRA для моделирования фазовых и химических равновесий // Труды XIV Международной конференции по термодинамике. – СПб., 2002. – Текст : непосредственный.

6. Определение термодинамических характеристик продуктов сгорания твёрдого топлива с низкой обеспеченностью окисляющими элементами / А. В. Федорычев, Д. В. Жестерев, А. А. Абрамов, Д. О. Журавлёв // Техника XXI века глазами молодых учёных и специалистов : сборник материалов XXI Всероссийской научно-технической конференции студентов, магистрантов, аспирантов и молодых учёных. – Изд-во ТулГУ, 2023. – С. 140–147. – Текст : непосредственный.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРЫЛЬЧАТКИ СИСТЕМЫ КОНДИЦИОНИРОВАНИЯ ВОЗДУХА

Р. Р. Усманов¹, М. А. Корепанов^{1,2}

¹Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

²Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова, Ижевск, Россия

Аннотация. Для уменьшения шума, создаваемого вентилятором, и увеличения воздухопроизводительности без замены электродвигателя вентилятора была рассчитана крыльчатка вентилятора для системы кондиционирования воздуха. Напечатанный опытный образец крыльчатки на 3D-принтере испытан, получены положительные результаты.

Ключевые слова: численное моделирование, крыльчатка, оптимизация.

Для уменьшения шума создаваемого вентилятором и увеличения воздухопроизводительности без замены электродвигателя вентилятора была рассчитана крыльчатка вентилятора для системы кондиционирования воздуха с использованием ПО Ansys [1].

На первом этапе была построена и параметризована лопатка крыльчатки (рис. 1) для автоматического перебора геометрических параметров и расчета различных конфигураций, которая используется на данный момент в системе кондиционирования. Параметризован контур лопатки в трех плоскостях – вершине, середине и основании.

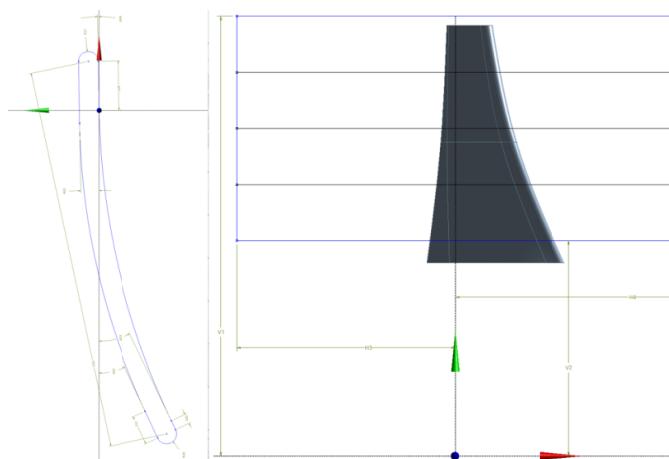


Рис. 1. Параметризация лопатки

Второй этап включает построение сетки межлопаточного канала (рис. 2) и задание граничных условий (рис. 3). Количество элементов на 1 межлопаточное пространство составляет 240 тыс. Использование условия периодичности позволяет ограничиться расчетом одного межлопаточного канала, что значительно сокращает время вычислений.

Третий этап заключается в расчете множества (80) конфигураций крыльчаток (рис. 4) варьируя углы атаки в трех плоскостях, ширину лопаток, скорость вращения и количество лопастей. На выходе получаем такие параметры, как расход воздуха, мощность на валу, КПД и статическое давление. Расчет 1 конфигурации занимает от 10 до 20 мин.

На заключительном этапе производится ручная и автоматическая выборка наиболее удачной конфигурации лопатки (рис. 5). В результате выбирается вариант, который оптимально соответствует требованиям по мощности заранее выбранного электродвигателя.

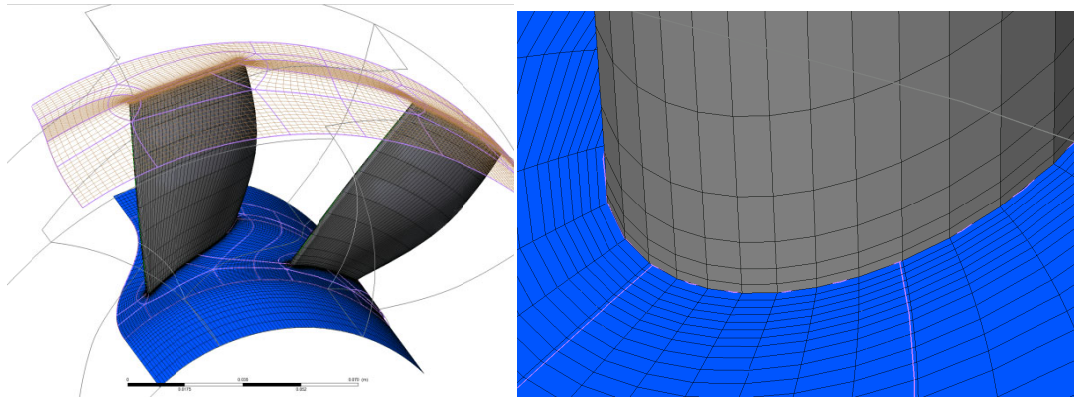


Рис. 2. Сетка межлопаточных каналов

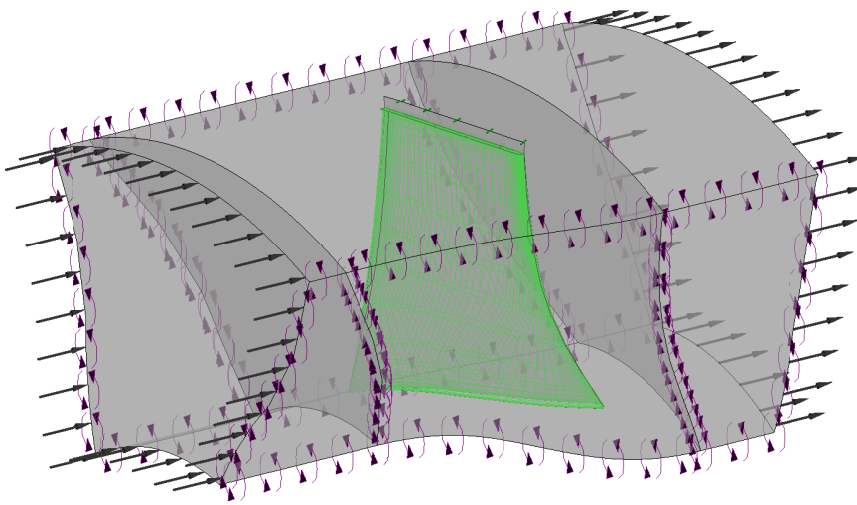


Рис. 3. Граничные условия

Table of Outline A0: Design Points of Design of Experiments											
	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K
1	Name	P1 - Angle 2 (degree)	P5 - Angle 3 (degree)	P17 - Angle 0 (degree)	P24 - (bars)(rev min ⁻¹)	P25 - PhaseL29 (ms)	P27 - PhaseL4 (ms)	P28 - PhaseL4 (ms)	P29 - PhaseL4 (ms)	P30 - PhaseL4 (ms)	P32 - Power (W)
2	71	7,6454	15,291	38,227	-5764,5	37,645	45,145	50,825	458,6	451,94	0,67218
3	38	2,3546	15,291	38,227	-5764,5	37,645	40,355	50,825	442,6	414,7	0,69613
4	70	2,3546	15,291	38,227	-5764,5	37,645	45,145	57,175	442,2	448,25	0,66182
5	8	5	30	25	-6000	35	43	54	404,1	400,54	0,67227
6	39	7,6454	15,291	38,227	-5764,5	37,645	40,355	57,175	396,1	431,38	0,67452
7	66	2,3546	15,291	11,773	-5764,5	37,645	45,145	50,825	383,7	420,97	0,65562
8	67	7,6454	15,291	11,773	-5764,5	37,645	45,145	57,175	394,5	409,04	0,63226
9	51	7,6454	15,291	11,773	-5764,5	32,355	45,145	50,825	348,5	399,56	0,62789
10	24	2,3546	15,291	38,227	-5764,5	32,355	45,145	50,825	348,8	448,25	0,63613
11	34	2,3546	15,291	11,773	-5764,5	37,645	40,355	57,175	345,7	389,25	0,64666
12	35	7,6454	15,291	11,773	-5764,5	37,645	40,355	50,825	336,1	407,43	0,63872
13	55	7,6454	15,291	38,227	-5764,5	32,355	45,145	57,175	315,7	424,64	0,62496
14	23	7,6454	15,291	38,227	-5764,5	32,355	40,355	50,825	312,3	411,7	0,6268
15	50	2,3546	15,291	11,773	-5764,5	32,355	45,145	57,175	312	376,65	0,60721
16	19	7,6454	15,291	11,773	-5764,5	32,355	40,355	57,175	302,5	370,97	0,62325
17	22	2,3546	15,291	38,227	-5764,5	32,355	40,355	57,175	306,9	336,63	0,63553
18	69	7,6454	4,7091	38,227	-5764,5	37,645	45,145	57,175	284,5	346,84	0,66226
19	68	2,3546	4,7091	38,227	-5764,5	37,645	45,145	50,825	283,6	335,72	0,6688
20	18	2,3546	11,773	11,773	-5764,5	32,355	40,355	50,825	277,9	331,55	0,62335
21	37	7,6454	4,7091	38,227	-5764,5	37,645	40,355	50,825	274,5	324,52	0,64629
22	7	5	30	50	-5500	35	43	54	274,2	300,82	0,65517
23	11	5	30	20	-5500	48	43	54	270,3	320,72	0,66769
24	36	2,3546	4,7091	38,227	-5764,5	37,645	40,355	57,175	261,9	319,74	0,64943
25	65	7,6454	4,7091	11,773	-5764,5	37,645	45,145	50,825	259,5	333,63	0,63827
26	53	7,6454	4,7091	38,227	-5764,5	32,355	45,145	50,825	251,9	327,24	0,63189
27	12	5	30	25	-5500	35	48	54	251,2	326,99	0,66158
28	3	30	30	25	-5500	35	43	54	248,8	340,42	0,66603
29	32	2,3546	4,7091	11,773	-5764,5	37,645	40,355	50,825	241,2	322,68	0,63943
30	14	2,3546	4,7091	11,773	-5764,5	37,645	45,145	57,175	230,6	311,38	0,64588
31	14	5	30	25	-5500	35	43	48	228,7	318,84	0,65487
32	21	7,6454	4,7091	38,227	-5764,5	32,355	40,355	57,175	217,3	321,88	0,63791
33	52	2,3546	4,7091	38,227	-5764,5	32,355	45,145	57,175	216,1	320,64	0,64619
34	1	5	30	25	-5500	35	43	54	215,2	320,44	0,65724
35	33	7,6454	4,7091	11,773	-5764,5	37,645	40,355	57,175	213	320,28	0,64143
36	17	7,6454	4,7091	11,773	-5764,5	32,355	40,355	50,825	211,3	311,82	0,62489
37	15	5	30	25	-5500	35	43	60	204,9	321,96	0,65771
38	2	0	30	25	-5500	35	43	54	203,6	306,51	0,63386
39	12	5	30	20	-5500	35	38	54	195,1	307,25	0,63055
40	20	2,3546	4,7091	38,227	-5764,5	32,355	40,355	50,825	194,8	296,14	0,63487
41	49	7,6454	4,7091	11,773	-5764,5	32,355	45,145	57,175	191,3	311,5	0,62845
42	5	5	30	25	-5500	35	43	54	184,7	303,31	0,62648
43	10	5	30	25	-5500	30	43	54	185	320,84	0,62802
44	6	5	30	30	-5500	35	43	54	182,6	321,48	0,62057
45	78	2,3546	15,291	38,227	-5235,5	37,645	45,145	50,825	180,4	355,55	0,63713
46	48	2,3546	4,7091	11,773	-5764,5	32,355	45,145	50,825	178,7	328,45	0,63263
47	75	7,6454	15,291	11,773	-5764,5	37,645	45,145	50,825	175,8	329,99	0,61248

Рис. 4. Рассчитанные конфигурации крыльчаток

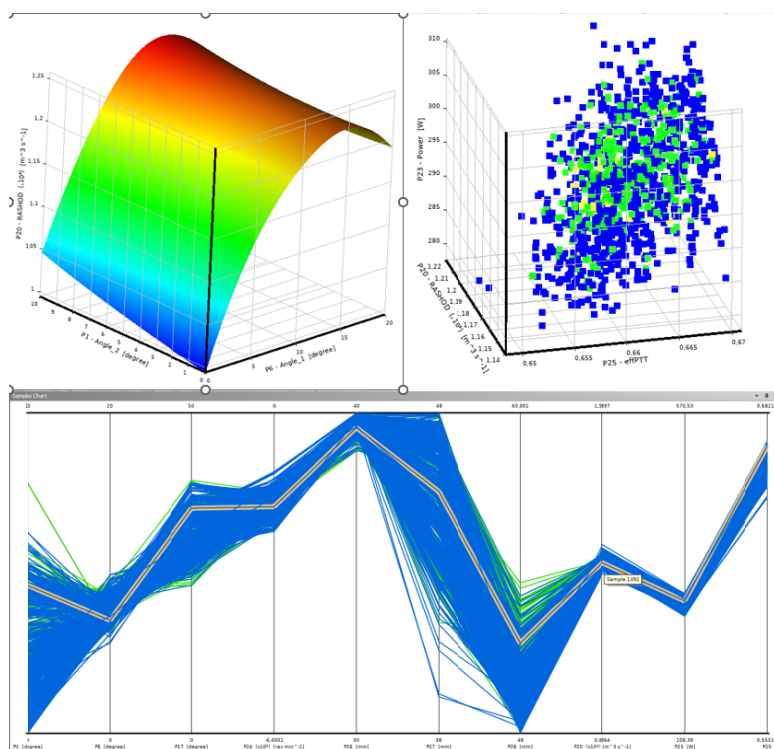


Рис. 5. Графики параметров крыльчаток

Вентилятор, рассчитанный по данной методике в ANSYS, был напечатан на 3D-принтере. Результаты испытаний подтвердили его соответствие расчетным характеристикам с погрешностью до 10 %, что свидетельствует о корректности методики и открывает перспективы для ее дальнейшего применения в проектировании и производстве [2]. Удалось увеличить расход воздуха на 12 % и снизить шум на 3 дБА.

Список литературы и источников

1. ANSYSHelp. Версия 2020. Раздел: Response Surface Optimization. Canonsburg, PA: ANSYS, Inc., 2020. – Текст : электронный.
2. Брусиловский, И. В. Аэродинамические схемы и характеристики осевых вентиляторов ЦАГИ : справочное пособие. – М. : Недра, 1978. – 198 с. – Текст : непосредственный.

МЕТОД ДОЛИ СМЕШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ

А.А. Шаклеин, А.И. Карпов, Г. Морар

Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

Аннотация. Для расчета параметров горения полимерных материалов сформулирован метод, основанный на доле смешения (mixture fraction), широко известный как модель flamelet для расчетов характеристик турбулентного диффузионного горения. Суть метода заключается в замене основного пламени комбинацией одномерных диффузионных пламен. Проведены расчеты распространения пламени вниз по вертикальной поверхности полиметилметакрилата на основе скелетного кинетического механизма горения метилметакрилата, состоящего из 29 компонентов и 33 реакций. Анализ сопоставления полученных результатов расчетов с измерениями показал, что для адекватного разрешения теплопередачи вблизи поверхности горения у фронта пламени нельзя использовать предлагаемый метод в текущем виде. Следует из одномерных решений использовать источники-слагаемые с последующим расчетом уравнений переноса энергии и концентраций компонентов.

Ключевые слова: горение, химический механизм, полиметилметакрилат, численное моделирование.

Горение твердых материалов часто встречается в современном мире как в природе (пожары), так и в промышленности (тепловые двигатели, мусоросжигательные заводы). Горение представляет собой набор взаимодействующих друг с другом физико-химических процессов, включающих течение многокомпонентного газа, химические реакции в газе, теплоперенос излучением, пиролиз твердого материала, а также сопряженный процесс тепло- и массообмена между газофазным пламенем и твердым горючим материалом (рис. 1).

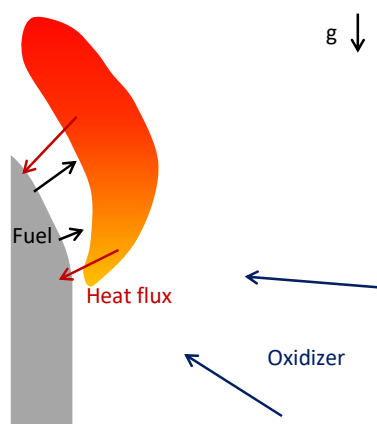


Рис. 1. Схема горения твердого материала

Обычно горение твердых материалов рассчитывается с применением одностадийных кинетических механизмов, состоящих из одной реакции взаимодействия газообразного горючего и окислителя с образованием продуктов горения. В целом такой подход позволяет адекватно оценить тепловыделение от сгорания горючего и обеспечивает экономию вычислительных ресурсов. Однако при необходимости, например, оценки вредных веществ, образующихся в результате горения и попадающих в атмосферу, необходимо использовать детальные кинетические механизмы. Применение детальных кинетических механизмов затрудняет расчеты, поскольку из-за широкого спектра характерного времени реакций итоговая система становится жесткой, что требует применения специальных численных методов интегрирования и существенно увеличивает время расчетов. Одним из подходов для сниже-

ния временных затрат на расчет химической кинетики является подход, основанный на замене пламени на комбинацию одномерных пламен за счет перехода от основной системы координат к координате доли смешения (mixture fraction). Данный метод широко применяется для задач турбулентного газофазного горения (flamelet метод).

Для использования метода доли смешения для расчета параметров горения твердого материала необходимо его модифицировать для расчета теплового потока в твердый материал, газоприхода и температуры поверхности горючего материала.

Математическая модель формулируется в следующем виде [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u_j}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + (\rho - \rho_a) g_j, \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial Z}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial Z}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \rho D \frac{\partial Z}{\partial x_i}, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial Z_k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial Z_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \rho D \frac{\partial Z_k}{\partial x_i}, \quad (4)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T'}{\partial t} + \rho u_i c_p \frac{\partial T'}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda \frac{\partial T'}{\partial x_i}, \quad (5)$$

$$p = \rho RT, \quad (6)$$

где ρ – плотность; u – скорость; t – время; x – координата; p – давление; μ – вязкость; g – ускорение свободного падения; D – коэффициент массовой диффузии; T – температура; c_p – удельная теплоемкость; λ – теплопроводность; R – газовая постоянная смеси; нижний символ a обозначает окружающую среду; Z – доля смешения; Z_k – доля смешения, соответствующая k -му одномерному решению; T' – составляющая уравнения энергии, учитывающая переменную температуру поверхности горения.

По сравнению с системой уравнений, сформулированной для описания горения газовых смесей, добавляются два уравнения: уравнение (4) для учета расположения пламени относительно поверхности горения, оценки теплового потока в твердый материал и скорости газификации горючего и уравнение (5) для учета переменной температуры поверхности (температуры подачи газообразного горючего в область пламени). Параметры реагирующего газа (температура, концентрации компонентов) определяются серией расчетов одномерных диффузионных пламен в противотоке окислителя и интерполируются на основную область в виде $T = f_T(T', Z, Z_k)$.

Твердое тело описывается уравнением сохранения энергии

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x_i} + \rho_s W_s Q_s, \quad (7)$$

где W – скорость реакции; Q – тепловой эффект реакции пиролиза; нижний символ s относится к твердому телу.

В твердом теле рассматривается реакция пиролиза вида



со скоростью реакции

$$W_s = (1 - \alpha_s)^{n_s} k_s \exp(-E_s / (R_0 T_s)), \quad (9)$$

где α – ход реакции; n – порядок реакции; k – предэкспонент; E – энергия активации.

Ход реакции пиролиза определяется в следующем виде:

$$\frac{d\alpha_s}{dt} = W_s. \quad (10)$$

Массовая скорость газопритока на поверхности горючего материала определяется в виде

$$\dot{m}_s(y) = \rho_s \int_{-L_s}^0 W_s dx, \quad (11)$$

где \dot{m} – массовая скорость газификации; L_s – толщина твердого материала.

Граничные условия формулируются для задачи распространения пламени вниз по поверхности горючего материала в следующем виде (рис. 2):

Газовая фаза:

$$\begin{aligned} y = 0, x = L_x: \quad & Z = 0, Z_k = 0, T' = 0, \partial u / \partial n = 0, \partial v / \partial n = 0; \\ y = L_y: \quad & \partial \phi / \partial y = 0, \phi = \{u, v, Z, Z_k, T'\}; \end{aligned}$$

Твердый материал:

$$y = 0, x = -L_s, y = L_y: \quad \partial T_s / \partial n = 0;$$

Поверхность горения:

$$\begin{aligned} x = 0, 0 < y < L_y: \quad & \rho u = \dot{m}_s, T' = T_s - T_c, T_c = T_a, \\ & -\lambda(\partial T / \partial x) + \rho u c_p T = -\lambda_s(\partial T_s / \partial x) + \dot{m}_s c_s T_s, \\ & -\rho D(\partial Z / \partial x) + \rho u Z = \dot{m}_s Z_s, Z_s = 1, \\ & -\rho D(\partial Z_k / \partial x) + \rho u Z_k = \dot{m}_s Z_{ks}, \sum_k Z_{ks} = 1; \end{aligned}$$

Начальные условия:

$$t = 0: u = 0, v = 0, Z = 0, Z_k = 0, T' = 0, \alpha = 0, T_s = T_a.$$

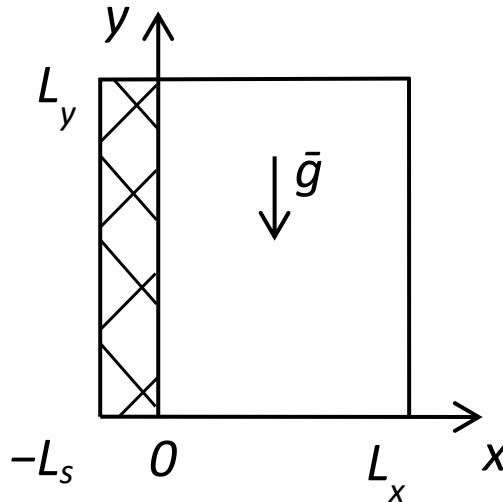


Рис. 2. Схема расчетной области

Исследуется распространение пламени вниз по вертикальной поверхности полиметилметакрилата (ПММА) толщиной 5 мм. Размеры расчетной области составляют (рис. 2): $L_x = 25$ мм, $L_y = 100$ мм, $L_s = 2.5$ мм (рассматривается половина области за счет наличия плоскости симметрии). Свойства ПММА [2]: $\rho_s = 1190$ кг/м³, $\lambda_s = 0,188$ Вт/(м·К), $c_s = 1465$ Дж/(кг·К). Параметры реакции пиролиза [3]: $k_s = 4,75 \cdot 10^{12}$ 1/с, $E_s = 177,6$ кДж/моль, $n_s = 1,3$ и $R_0 = 8,314$ кДж/(моль·К). Тепловой эффект реакции пиролиза составляет $Q_s = -0,94$ МДж/кг [2]. Температура окружающей среды $T_a = 300$ К. Вектор гравитации имеет вид $g_x = 0$, $g_y = -9,81$ м/с². Рассматривается двумерная постановка. Используется скелетный кинетический механизм горения метилметакрилата, состоящий из 29 компонентов и 33 реакций [4].

Распределение расчетных параметров представлено на рисунке 3.

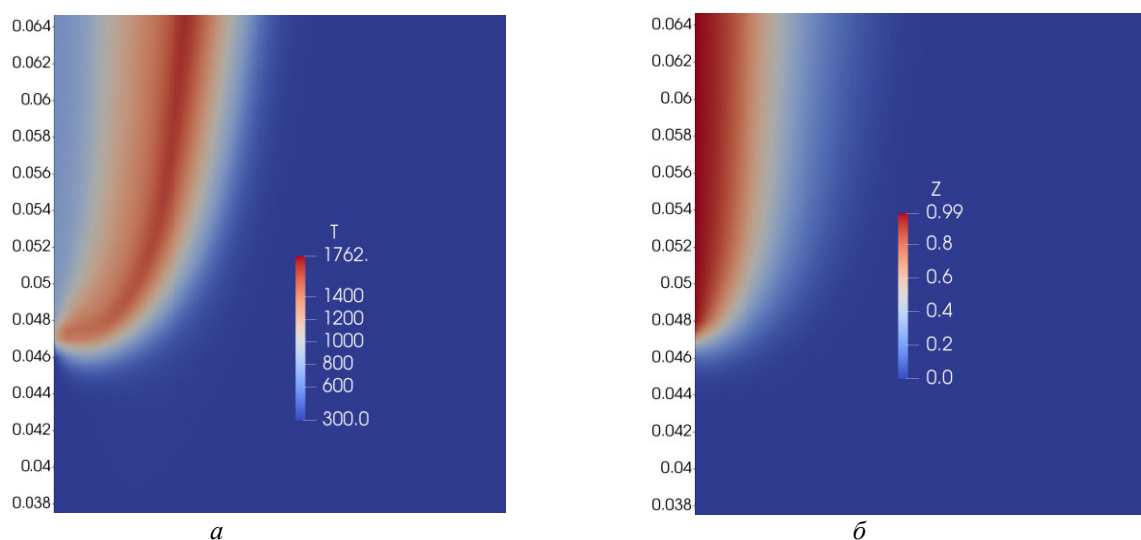


Рис. 3. Распределение температуры газовой фазы (а) и доли смешения (б)

Форма пламени (рис. 3, а) имеет вид близкий к форме, которая получилась при расчете по модели без упрощения химической кинетики и с макрореакцией газозафазного горения. С другой стороны, сравнение локальных и макроскопических расчетных параметров с измерениями показывает, что предлагаемая методика расчетов горения твердых материалов методом комбинации одномерных пламен требует дальнейшей проработки. Так, расчетная скорость распространения пламени на порядок превышает измеренную [3]. Также расчетная температура во фронте пламени заметно отличается от экспериментальных данных [3] (рис. 4).

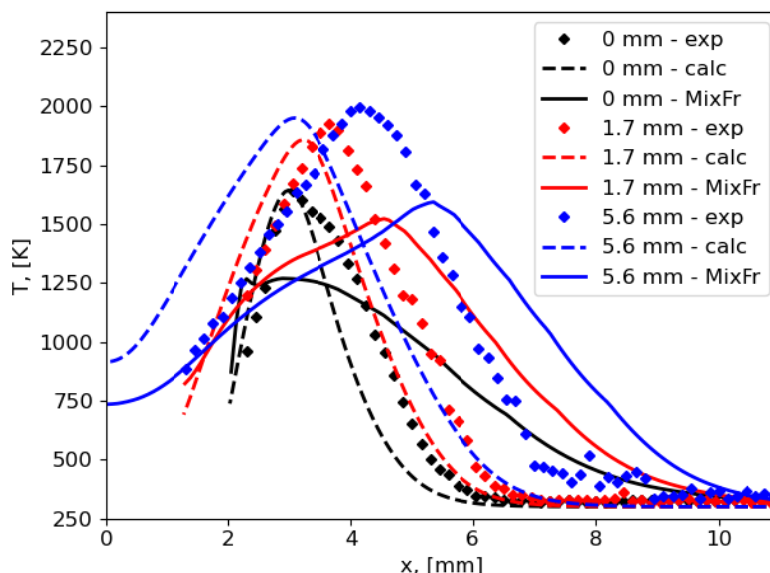


Рис. 4. Профили температур вдоль нормали к поверхности горения, измерения (exp) [3], расчеты по одностадийной модели горения (calc) [3], расчеты по модели доли смешения (MixFr); расстояния (0, 1,7, 5,6 мм) отложены от фронта пламени

Данное несоответствие объясняется многомерностью теплового потока во фронте пламени. Наложение одномерных пламен формирует однонаправленный поток тепла от пламени в твердый материал. Однако в действительности тепловой поток во фронте пламени направлен как в сторону поверхности твердого материала, так и в область газовой фазы, в направ-

лении которой перемещается пламя. Проверка этой гипотезы будет проведена в следующих работах.

Список литературы и источников

1. *Shaklein A., Karpov A., Trubachev S., Morar G., Balobanov N., Mitiukova E.* (2024) A mixture fraction approach to predict polymer burning. *Polymers*, vol.16, no. 3313. – URL: <https://doi.org/10.3390/polym16233313>. – Текст : электронный.
2. *Bhattacharjee S., King M.D., Paolini C.* (2004) Structure of downward spreading flames: A comparison of numerical simulation, experimental results and a simplified parabolic theory. *Combustion Theory and Modeling*, vol. 8, pp. 23–39. – URL: <https://doi.org/10.1088/1364-7830/8/1/002>. – Текст : электронный.
3. *Shaklein A.A., Bolkisev A.A., Karpov A.I., Korobeinichev O.P., Trubachev S.A.* (2019) Two-step gas-phase reaction model for the combustion of polymeric fuel. *Fuel*, vol. 225, no. 115878. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.115878>. – Текст : электронный.
4. *Bolshova T.A., Gerasimov I.E., Shmakov A.G., Korobeinichev O.P.* (2023) Combustion of spherical PMMA samples in still air simulated using a skeletal chemical kinetic mechanism. *Fire Safety Journal*, vol. 138, no. 103807. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2023.103807>. – Текст : электронный.

ОЦЕНКА ДИАПАЗОНА ПРИМЕНИМОСТИ СВЧ-МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ МОДЕЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ПРИ РАЗЛИЧНОМ СОДЕРЖАНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ГОРЮЧЕГО

А. К. Шостов, К. В. Федотова

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана
Москва, Россия

Аннотация. Проведена оценка диапазона давления, влияющего на применимость СВЧ-метода для измерения скорости горения ЭКС, содержащих порошкообразные металлические добавки. Проведенные исследования показали, что при атмосферном давлении закон горения не может быть определен, так как на поверхности образцов появляется жидко кипящий слой. Однако при наличии начального давления в несколько атмосфер толщина слоя уменьшается. В связи с этим необходимо предварительно наддувать камеру сгорания для уменьшения толщины жидко кипящего слоя.

Ключевые слова: энергетические конденсированные системы, скорость горения, метод сверхвысокочастотной диагностики.

В современных двигательных установках (ДУ) летательных аппаратов различного назначения в качестве химических источников энергии используются энергетические конденсированные системы (ЭКС). Для повышения энергетических свойств ЭКС в их состав добавляют порошкообразные металлические горючие, такие как алюминий, бор и бориды. При этом варьируется как дисперсность порошкообразного горючего, так и его массовое содержание.

Одним из ключевых внутрибаллистических параметров ДУ является зависимость линейной скорости горения ЭКС от давления, которая с высокой точностью может быть определена только экспериментально. Существует несколько экспериментальных методов определения скорости горения ЭКС, одним из которых является метод сверхвысокочастотной (СВЧ) диагностики [1], позволяющий определять скорость горения ЭКС в широком диапазоне давлений.

Однако СВЧ-метод имеет ряд недостатков [2], к числу которых можно отнести влияние относительной диэлектрической проницаемости как всего образца ЭКС, так и зоны реакции в конденсированной фазе на точность измерения. При этом на величину относительной диэлектрической проницаемости может влиять как состав исследуемого образца, так и массовое содержание компонентов.

В данной работе исследуются модельные образцы цилиндрической формы (диаметр 18 мм, длина 40 мм) следующего состава: горючее связующее вещество, порошкообразный окислитель и порошкообразное металлизированное горючее. Перед непосредственным проведением эксперимента исследуемый образец ЭКС термостатируется при 25 °С в течение 24 часов и далее сжигается в камере закрытого типа, что позволяет получить закон горения ЭКС в определенном интервале давлений за один опыт.

Проведена оценка диапазона давления, влияющая на применимость СВЧ-метода для измерения скорости горения ЭКС, содержащих порошкообразные металлические добавки с разными массовыми содержаниями. Проведенные исследования показали, что при атмосферном давлении закон горения не может быть определен, так как на поверхности образцов появляется жидко кипящий слой, в котором генерируются электромагнитные волны высших мод колебаний. Однако при наличии начального давления в несколько атмосфер толщина слоя уменьшается. В связи с этим необходимо предварительно наддувать полость камеры сгорания, чтобы уменьшить толщину жидко кипящего слоя. Также получены зависимости линейной скорости горения исследуемых образцов ЭКС от давления.

Список литературы и источников

1. Ягодников, Д. А. Экспериментально-теоретическое обоснование повышения точности измерения скорости горения энергетических конденсированных систем СВЧ-методом / Д. А. Ягодников, А. В. Сергеев, В. В. Козичев // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т. 50, № 2. – С. 51–61. – Текст : непосредственный.
2. Зарко, В. Е. Методические проблемы измерения скорости горения твердых топлив с использованием СВЧ-излучения. ФГВ / В. Е. Зарко, Д. В. Вдовин, В. В. Перов. – 2000. – Т. 36, № 1. – С. 68–78. – Текст : непосредственный.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ХАРАКТЕРА ВНУТРИКАМЕРНОГО ТЕЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНЫЙ ПЕРИОД РАБОТЫ ГАЗОГЕНЕРАТОРА

А. М. Липанов¹, А. А. Шумихин², А. И. Карпов²

¹Института прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

Аннотация. Воспламенение топливной шашки в камере газогенератора является протяженным по времени сложным физико-химическим процессом. В период воспламенения шашки условия работы устройства существенно отличаются от условий его работы на основном участке функционирования. В частности, важной характеристикой начального этапа является закономерность распространения пламени по поверхности топлива. Для исследования вихревого течения газа в тракте газогенератора и процесса воспламенения топливной шашки использован вычислительный алгоритм моделирования нестационарных турбулентных потоков сжимаемого вязкого газа, основанный на численном интегрировании нестационарных уравнений, полученных с помощью физических законов сохранения. В методике использовалась система уравнений, записанная в цилиндрической системе координат. Вычислительный алгоритм разработан на основе модифицированной схемы расщепления векторов потоков (схемы Стегера – Уорминга). Алгоритм имеет 2-й порядок точности по пространству. Полученные результаты численного моделирования течения газа в газогенераторе позволяют исследовать закономерности развития процесса воспламенения топливной шашки по времени, зависящие от характера течения газа в камере сгорания.

Ключевые слова: внутрикамерные процессы, вихревое течение, турбулентность, вычислительная гидрогазодинамика.

Современные методы внутрибаллистических расчетов сводятся к численному решению системы уравнений Навье – Стокса в частных производных, позволяющих установить газодинамические характеристики различных технических устройств, в частности газогенераторов [1–3]. Процессы, протекающие в газогенераторах, сложно экспериментально исследовать ввиду турбулентного характера течений, высоких температур и давлений. Поэтому для определения характеристик устройств важное значение имеет численное моделирование вихревых потоков вязкого сжимаемого газа. Основным способом воспламенения топливного заряда в твердотопливных энергетических установках является использование высокотемпературных продуктов сгорания порохов или пиротехнических составов. Воспламенение топливной шашки – это протяженный по времени сложный физико-химический процесс, к которому предъявляются специфические требования, обусловленные конструкцией энергетической установки. В частности, важной характеристикой начального этапа являются закономерности распространения пламени по поверхности твердого топлива.

Основным назначением системы воспламенения является обеспечение времени выхода газогенератора на режим квазистационарной работы при выполнении совокупности дополнительных требований. Баллистические требования устанавливают заданные ограничения на значение скорости нарастания давления в камере в период воспламенения топлива, монотонность роста давления, уровень температуры продуктов сгорания воспламенительного состава. В статье приводятся результаты исследования работы газогенератора на этапе воспламенения топливной шашки. В этот период условия работы устройства существенно отличаются от условий его работы на основном участке функционирования. В частности, это обусловлено тем, что в начальный период работа системы воспламенения еще не завершена, открытая поверхность топливного заряда полностью не воспламенилась, а давление в камере сгорания существенно нестационарное. Перечисленные факторы подчеркивают актуальность проведения исследований внутрибаллистических процессов в газогенераторе на начальном участке его работы. В исследовании использовалась сопряженная постановка задачи, включающая: срабатывание воспламенителя; воспламенение и последующее нестационарное и турбулентное горение топливной шашки; нестационарное ударно-волновое и вихревое течение продуктов сгорания и воздуха в камере установки. Исследования вихревых течений также

приведены, например, в работах [4–14]. Для моделирования потока газа в тракте газогенератора использован вычислительный алгоритм, основанный на численном интегрировании уравнений, полученных с помощью физических законов сохранения, записанных в цилиндрической системе координат [15–20]. Алгоритм основан на модифицированном методе расщепления векторов потоков 2-го порядка точности по пространству (модифицированной схеме Стегера – Уорминга [21–24]).

Система нестационарных уравнений, полученных с помощью физических законов сохранения в цилиндрической системе координат записывается следующим образом [14-17]:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} + F_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial x} r L_x + \frac{\partial}{\partial r} r L_r + \frac{\partial}{\partial \theta} L_\theta \right) + L_{\theta\theta}, \quad (1)$$

где Q - вектор переменных; $F_x, F_r, F_\theta, F_{\theta\theta}$ - векторы конвективных потоков; $L_x, L_r, L_\theta, L_{\theta\theta}$ - векторы вязких напряжений; x, r, θ - продольная, радиальная и угловая координаты; t - время.

Векторы переменных, конвективных потоков (2) [15, 20] и вязких напряжений (3) [16–17, 20] имеют вид

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \end{bmatrix}, \quad F_x = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ \rho uh \end{bmatrix}, \quad F_r = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho rv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho vh \end{bmatrix}, \quad F_\theta = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wv \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ \rho wh \end{bmatrix}, \quad F_{\theta\theta} = \frac{\rho}{r} \begin{bmatrix} v \\ uv \\ v^2 - w^2 \\ 2vw \\ vh \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$L_x = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ \tau_{x\theta} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + w\tau_{x\theta} + q_x \end{bmatrix}, \quad L_r = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rx} \\ \tau_{rr} \\ \tau_{r\theta} \\ u\tau_{rx} + v\tau_{rr} + w\tau_{r\theta} + q_r \end{bmatrix};$$

$$L_\theta = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{\theta x} \\ \tau_{\theta r} \\ \tau_{\theta\theta} \\ u\tau_{\theta x} + v\tau_{\theta r} + w\tau_{\theta\theta} + q_\theta \end{bmatrix}, \quad L_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\tau_{\theta\theta} \\ \tau_{\theta r} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Здесь u, v, w - компоненты векторы скорости; ρ - плотность; e - удельная энергия, h - удельная энтальпия; $\tau_{xx}, \tau_{rx}, \tau_{\theta x}, \tau_{xr}, \tau_{rr}, \tau_{\theta r}, \tau_{x\theta}, \tau_{r\theta}, \tau_{\theta\theta}$ - компоненты тензора вязких напряжений; q_x, q_r, q_θ - тепловые потоки; p - давление.

Компоненты тензора вязких напряжений вычисляются с использованием следующих выражений [16–18]:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu_{eff} \operatorname{div}\Omega, & \tau_{xr} &= \tau_{rx} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right), \\ \tau_{rr} &= 2\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu_{eff} \operatorname{div}\Omega, & \tau_{x\theta} &= \tau_{\theta x} = \mu_{eff} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \\ \tau_{\theta\theta} &= 2\mu_{eff} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{v}{r} \right) - \frac{2}{3}\mu_{eff} \operatorname{div}\Omega, & \tau_{r\theta} &= \tau_{\theta r} = \mu_{eff} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Omega = (u; v; w)$ – вектор скорости; μ_{eff} – эффективная вязкость.

В цилиндрической системе координат дивергенция вектора скорости определяется формулой

$$\text{div}\Omega = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{v}{r}. \quad (5)$$

Полная удельная энергия, полная удельная энтальпия и давление вычислялись как

$$e = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + C_v T, \quad h = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + C_p T; \quad p = \rho(\gamma - 1) \left(e - \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right). \quad (6)$$

Здесь C_V – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; C_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; T – температура; R – удельная газовая постоянная; γ – показатель адиабаты.

Коэффициент эффективной вязкости μ_{eff} вычисляется как сумма коэффициента молекулярной вязкости μ и коэффициента турбулентной подсеточной вязкости μ_{sgs} :

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_{sgs}. \quad (7)$$

Для моделирования турбулентности использовался метод крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES). Данный метод достаточно широко применяется в практике исследования турбулентных потоков. В модели Смагоринского, обобщенной для сжимаемых течений [25–26], подсеточная вихревая вязкость μ_{sgs} определяется как функция тензора скоростей деформаций и размера фильтра:

$$\mu_{sgs} = \rho (C_s \Delta)^2 |S|, \quad (8)$$

где $|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ – тензор скоростей деформаций; C_s – параметр Смагоринского; Δ – ширина фильтра. Ширина фильтра рассчитывалась по формуле $\Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3} = V^{1/3}$, где $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$ – размеры ячеек сетки по осям координат.

Коэффициент эффективной теплопроводности λ_{eff} вычисляется как сумма коэффициента теплопроводности λ и коэффициента турбулентной подсеточной теплопроводности λ_{sgs} :

$$\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_{sgs}. \quad (9)$$

Тепловые потоки q_x, q_r, q_θ определяются с использованием следующих выражений:

$$q_x = \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x}; \quad q_r = \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial r}; \quad q_\theta = \frac{1}{r} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right); \quad \lambda = \frac{\mu C_p}{Pr}; \quad \lambda_{sgs} = \frac{\mu_{sgs} C_p}{Pr_{sgs}},$$

где $Pr = 0,75$, $Pr_{sgs} = 0,4$ [27].

В разработанном численном алгоритме использовалась схема 2-го порядка точности по пространству, основанная на модифицированной схеме Стегера – Уорминга (методе расщепления векторов потоков), предложенной в работах [21–24]. Вектор F_x можно записать следующим образом:

$$F_x = A_x Q, \quad (10)$$

где $A_x = \frac{\partial F_x}{\partial Q}$ – матрица Якоби. Собственные числа матрицы A_x [21]

$$\lambda_{x1} = \lambda_{x2} = \lambda_{x3} = u, \quad \lambda_{x4} = u + c, \quad \lambda_{x5} = u - c, \quad (11)$$

где $c = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ – скорость звука. С использованием (10), (11) вектор F_x может быть записан как

$$F_x = \frac{\rho}{2\gamma} \begin{bmatrix} 2(\gamma-1)\lambda_{x1} + \lambda_{x4} + \lambda_{x5} \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}u + \lambda_{x4}(u+c) + \lambda_{x5}(u-c) \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}v + \lambda_{x4}v + \lambda_{x5}v \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}w + \lambda_{x4}w + \lambda_{x5}w \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}h + \lambda_{x4}h + \lambda_{x5}h \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Основной схемой Стегера – Уорминга является расщепление вектора конвективных потоков F_x на две части:

$$F_x = F_x^+ + F_x^-, \quad (13)$$

где вектор F_x^+ соотносится с вектором, сформированным из положительных собственных чисел матрицы A_x . Соответственно, вектор F_x^- соотносится с вектором, сформированным из отрицательных собственных чисел. Аналогично производится расщепление для собственных чисел матрицы Якоби:

$$\lambda_x(Q) = \lambda_x^+(Q^+) + \lambda_x^-(Q^-),$$

$$\lambda_x^+(Q^+) = \frac{\lambda_x(Q^+) + |\lambda_x(Q^+)|}{2}, \quad \lambda_x^-(Q^-) = \frac{\lambda_x(Q^-) - |\lambda_x(Q^-)|}{2}, \quad (14)$$

Соответственно, используя (12)–(14), можно записать:

$$F_x^+ = \frac{\rho}{2\gamma} \begin{bmatrix} 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^+ + \lambda_{x4}^+ + \lambda_{x5}^+ \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^+u^+ + \lambda_{x4}^+(u^+ + c^+) + \lambda_{x5}^+(u^+ - c^+) \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^+v^+ + \lambda_{x4}^+v^+ + \lambda_{x5}^+v^+ \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^+w^+ + \lambda_{x4}^+w^+ + \lambda_{x5}^+w^+ \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^+h^+ + \lambda_{x4}^+h^+ + \lambda_{x5}^+h^+ \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$F_x^- = \frac{\rho}{2\gamma} \begin{bmatrix} 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^- + \lambda_{x4}^- + \lambda_{x5}^- \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^-u^- + \lambda_{x4}^-(u^- + c^-) + \lambda_{x5}^-(u^- - c^-) \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^-v^- + \lambda_{x4}^-v^- + \lambda_{x5}^-v^- \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^-w^- + \lambda_{x4}^-w^- + \lambda_{x5}^-w^- \\ 2(\gamma-1)\lambda_{x1}^-h^- + \lambda_{x4}^-h^- + \lambda_{x5}^-h^- \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Векторы F_r и F_θ могут быть расщеплены аналогичным образом. Для дискретизации системы основных уравнений (1) по пространству использовался метод конечных объемов.

Система уравнений (1) в интегральной форме записывается следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_i} Q dV + \int_{V_i} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} + F_{\theta\theta} \right) dV =$$

$$= \int_{V_i} \left(\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial x} rL_x + \frac{\partial}{\partial r} rL_r + \frac{\partial}{\partial \theta} L_\theta \right) + L_{\theta\theta} \right) dV \quad (17)$$

где V_i – объем i -го конечного объема.

С применением теоремы Остроградского – Гаусса система (17) преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_i} Q dV + \oint_{S_i} \left(F_x n_x + F_r n_r + \frac{1}{r} F_\theta n_\theta \right) dS + \int_{V_i} F_{\theta\theta} dV = \\ = \frac{1}{r_i} \oint_{S_i} \left(r L_x n_x + r L_r n_r + L_\theta n_\theta \right) dS + \int_{V_i} L_{\theta\theta} dV \end{aligned} \quad (18)$$

где n_x, n_r, n_θ – компоненты единичной внешней нормали \vec{n} к поверхности i -го конечного объема S_i ; r_i – координата по оси r центра масс i -го конечного объема.

Для течений с угловой скоростью $w = 0$ (осесимметричное течение), выражение (18) приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{S_i} Q dS + \oint_{C_i} (F_x n_x + F_r n_r) dC + \int_{S_i} F_{\theta\theta} dS = \\ = \frac{1}{r_i} \oint_{C_i} (r L_x n_x + r L_r n_r) dC + \int_{S_i} L_{\theta\theta} dS \end{aligned} \quad (19)$$

где S_i – площадь i -го конечного объема; C_i – контур i -го конечного объема.

В дискретном виде уравнение (19) можно записать как

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Q_i}{\Delta t} S_i + \sum_{m \in E_i} (F_{x,im} n_{x,im} + F_{r,im} n_{r,im}) \Delta C_{im} + F_{\theta\theta} S_i = \\ = \frac{1}{r_i} \sum_{m \in E_i} (r L_{x,im} n_{x,im} + r L_{r,im} n_{r,im}) \Delta C_{im} + L_{\theta\theta} S_i, \end{aligned} \quad (20)$$

где m – номер соседнего элемента; $E_i = \{j, k, l\}$ – множество соседних элементов i -го элемента; $n_{x,im}, n_{r,im}$ – составляющие внешней нормали на im -й стороне i -го элемента; ΔC_{im} – длина im -й стороны i -го элемента.

Элементы, используемые для расчетов потоков через грани i -го конечного объема, показаны на рисунке 1.

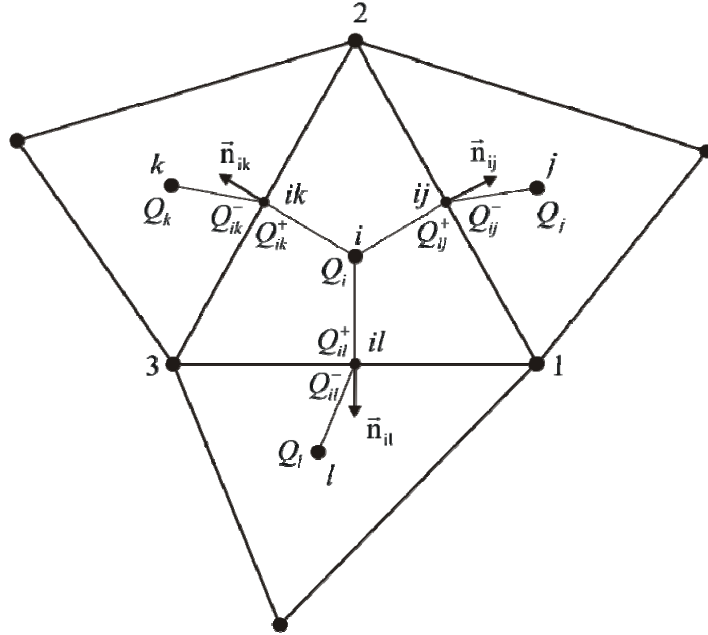


Рис. 1. Элементы, используемые для расчетов потоков через грани i -го конечного объема

В итоге приращение вектора переменных ΔQ_i на текущей итерации по времени можно определить как

$$\Delta Q_i = -\frac{\Delta t}{S_i} \sum_{m \in E_i} (F_{x,im} n_{x,im} + F_{r,im} n_{r,im}) \Delta C_{im} - F_{\theta\theta,i} +$$

$$+ \frac{\Delta t}{S_i} \frac{1}{r_i} \sum_{m \in E_i} (rL_{x,im} n_{x,im} + rL_{r,im} n_{r,im}) \Delta C_{im} + L_{\theta\theta,i}$$
(21)

Для моделирования работы газогенератора использовалась разработанная программа [28]. Схема расчетной области представлена на рисунке 2. В начальный момент времени температура газа в камере задавалась $T_0 = 300$ К и давление $p_0 = 10^5$ Па. Шаг по времени задавался $\Delta t = 2,0 \cdot 10^{-8}$ с. Скорость горения топлива определялась по формуле $\omega = \omega_0 (p/10^5)^{\mathcal{G}}$, где ω_0 - скорость горения при атмосферном давлении; \mathcal{G} – константа. Скорость горения основной топливной шашки составляла $\omega_{01} = 0,001$ м/с, воспламенителя – $\omega_{02} = 0,0117$ м/с. Константа в законе горения принималась $\mathcal{G} = 0,6$. Температура продуктов сгорания основной шашки составляла $T_1 = 1800$ К, продуктов сгорания воспламенителя – $T_2 = 1000$ К. Температура воспламенения основной шашки принималась $T_{b1} = 750$ К. Параметр Смагоринского задавался $C_s = 0,3$. Удельная газовая постоянная $R = 275$ Дж/(кг·К). Показатель адиабаты $\gamma = 1,18$. Угловая скорость в расчетах полагалось $w = 0$ м/с во всех ячейках расчетной области.

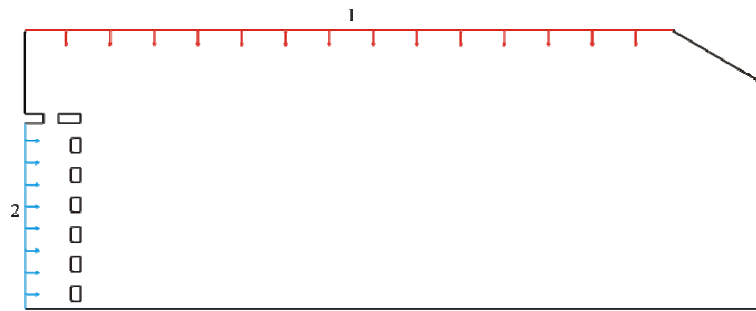


Рис. 2. Схема расчетной области: 1 – топливная шашка; 2 – воспламенитель

Газогенератор имел следующие габаритные размеры. Длина установки составляла 0,4 м. Радиус установки был равен 0,15 м. Расчеты проводились на неструктурированной расчетной сетке, представленной на рисунке 3. Сетка строилась из треугольных элементов. Расчет производился на сетках с различным количеством ячеек. На рисунке 3, а показан грубый вариант сетки (3600 элементов), на рисунке 3, б – фрагмент самой мелкой сетки (540700 элементов). Для создания расчетной сетки использовался бесплатный сеточный генератор GMesh (ver. 4.4.1) с открытым исходным кодом, имеющий GNU GPL лицензию (свободную copyleft лицензию для программного обеспечения <http://geuz.org/gmsh/>).

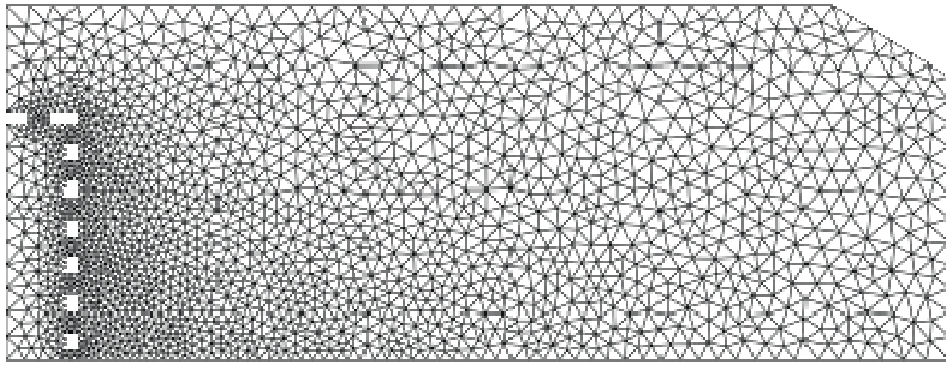
На входных границах расчётной области (поверхности горения воспламенителя и поверхности горения основной шашки, с которых происходит массоприход (вдув) продуктов сгорания) никаких начальных возмущений параметров потока газа не вводилось. Адаптации сетки к течению газа в процессе численного моделирования не производилось.

На рисунке 4 приведены распределения температуры для 3 моментов времени (сетка 540700 ячеек).

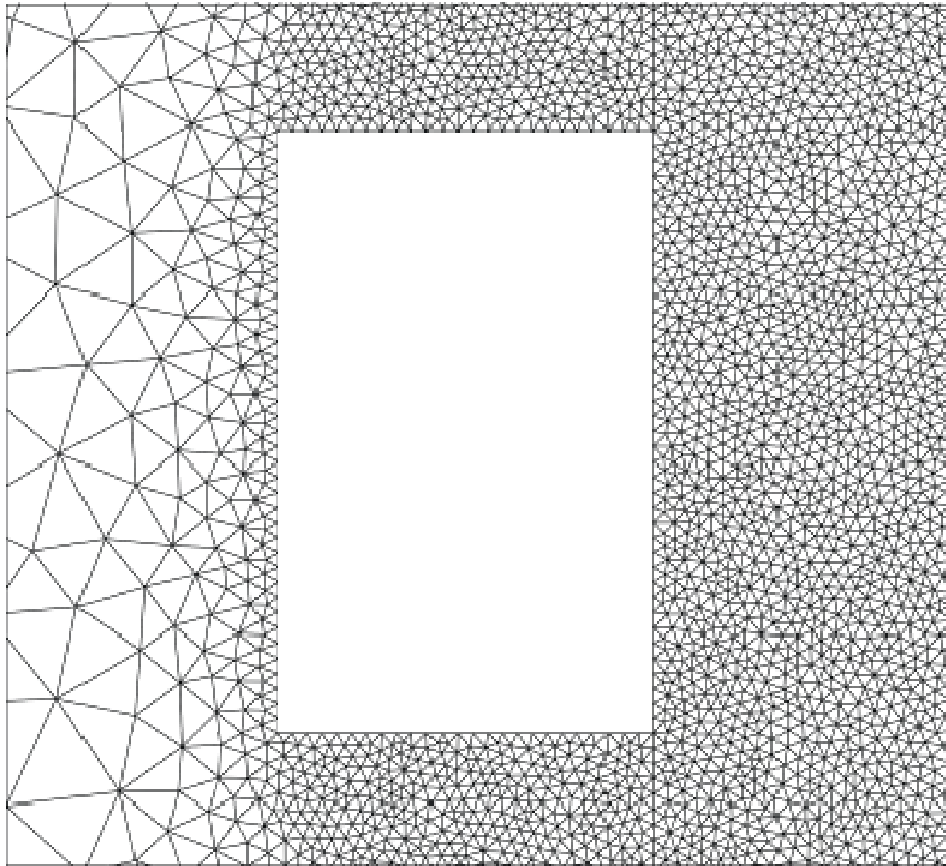
На рисунке 5 приведены линии тока течения газа для 3 моментов времени (сетка 540700 ячеек).

На рисунке 6 приведены распределения температуры для 3 моментов времени (сетка 3600 ячеек).

На рисунке 7 приведены линии тока течения газа для 3 моментов времени (сетка 3600 ячеек).

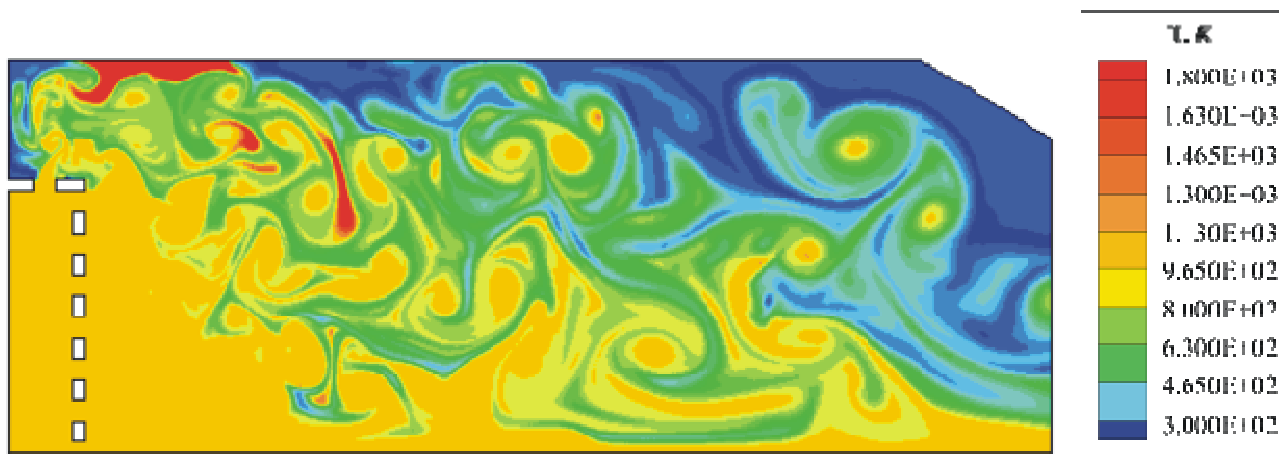


a

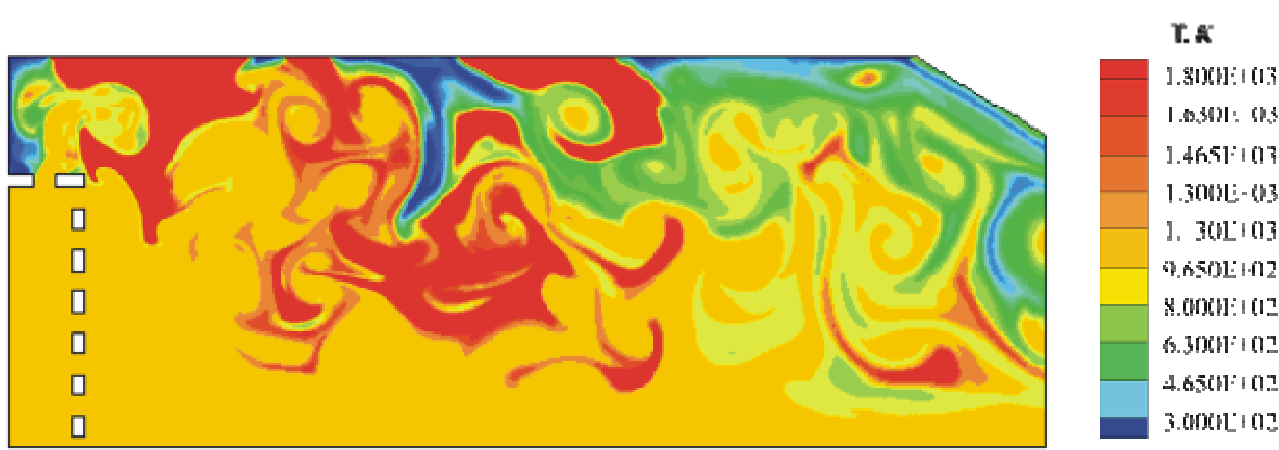


б

Рис. 3. Расчетная сетка: *a* – вариант 3600 ячеек; *б* – вариант 540700 ячеек (фрагмент)



a



б

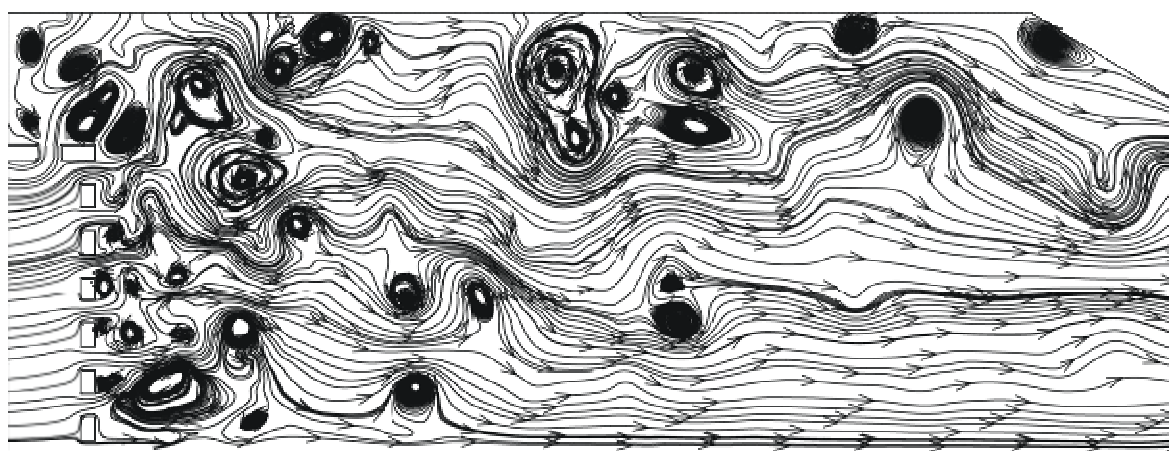


в

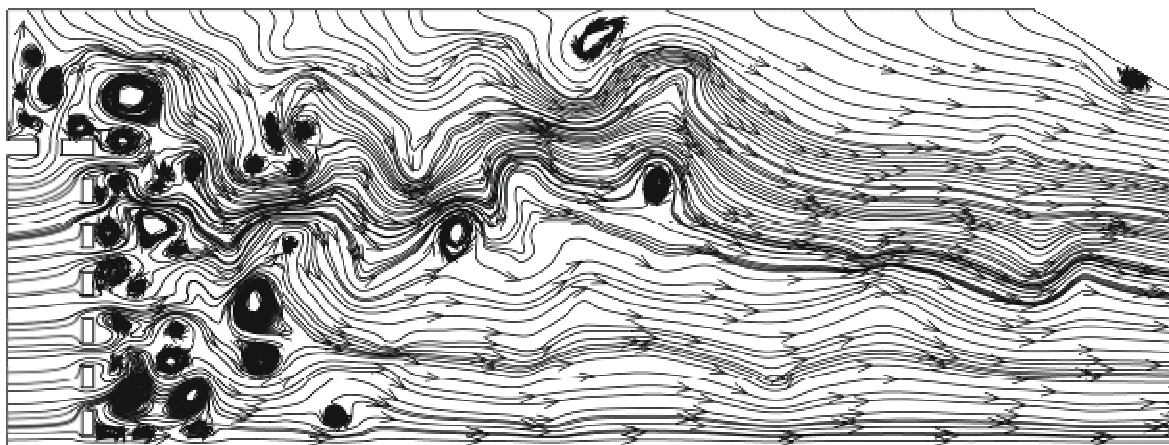
Рис. 4. Распределение температуры для 3 моментов времени (сетка 540700 ячеек):
 $a - t = 0,011$ с; $б - t = 0,021$ с; $в - t = 0,031$ с



a

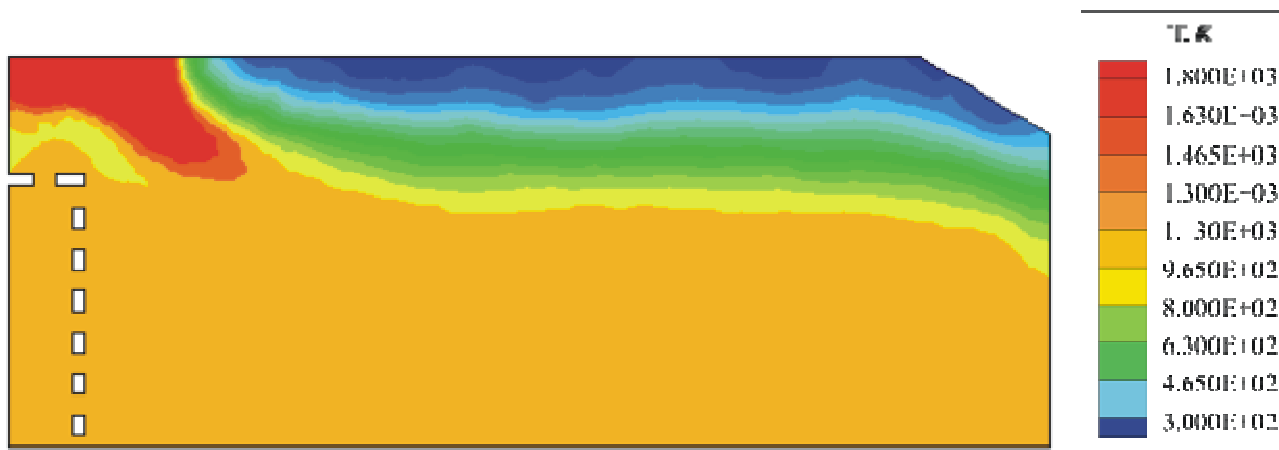


б

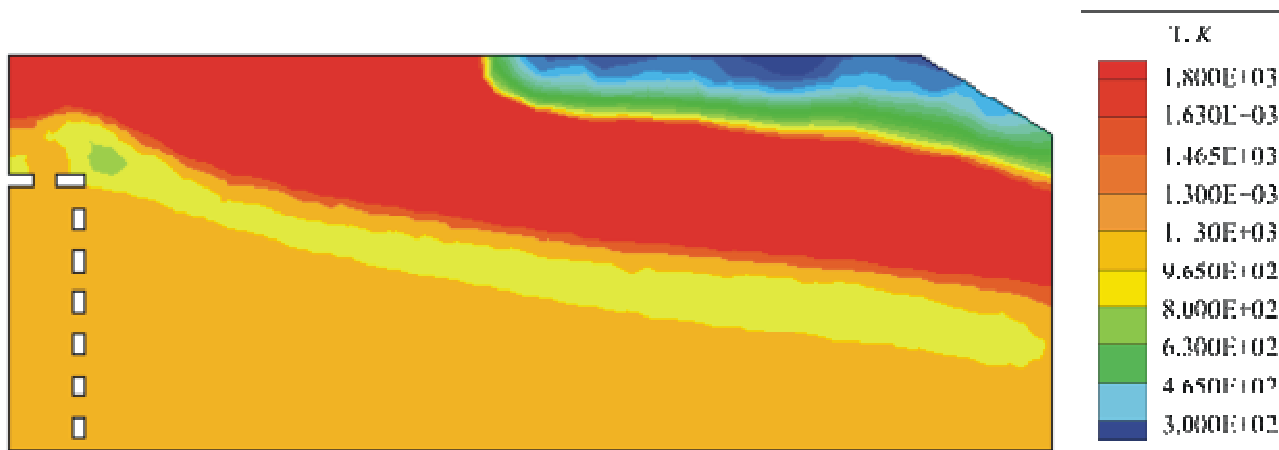


в

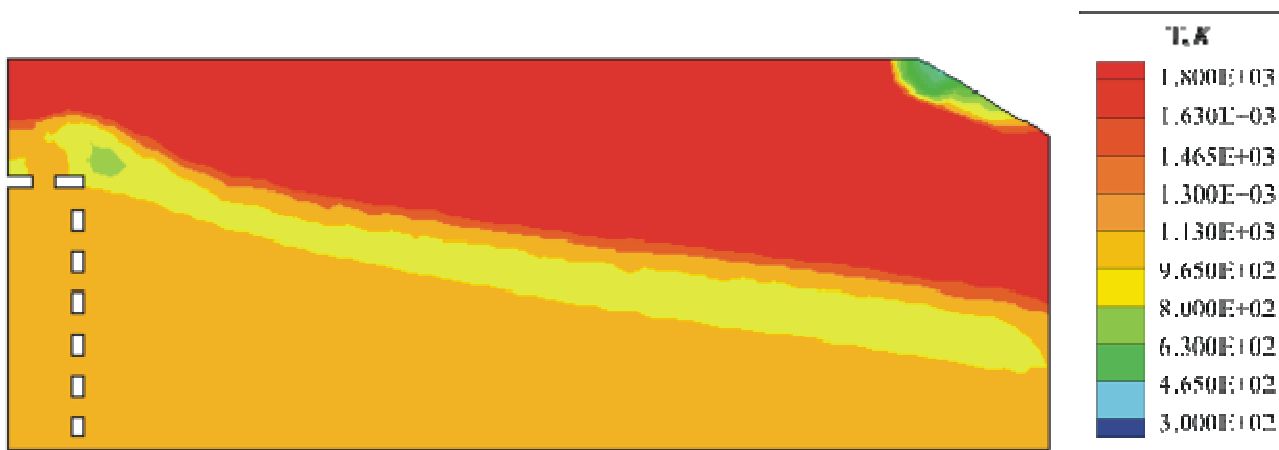
Рис. 5. Линии тока течения газа для 3 моментов времени (сетка 540700 ячеек):
 $a - t = 0,011 \text{ с}$; $б - t = 0,021 \text{ с}$; $в - t = 0,031 \text{ с}$



a

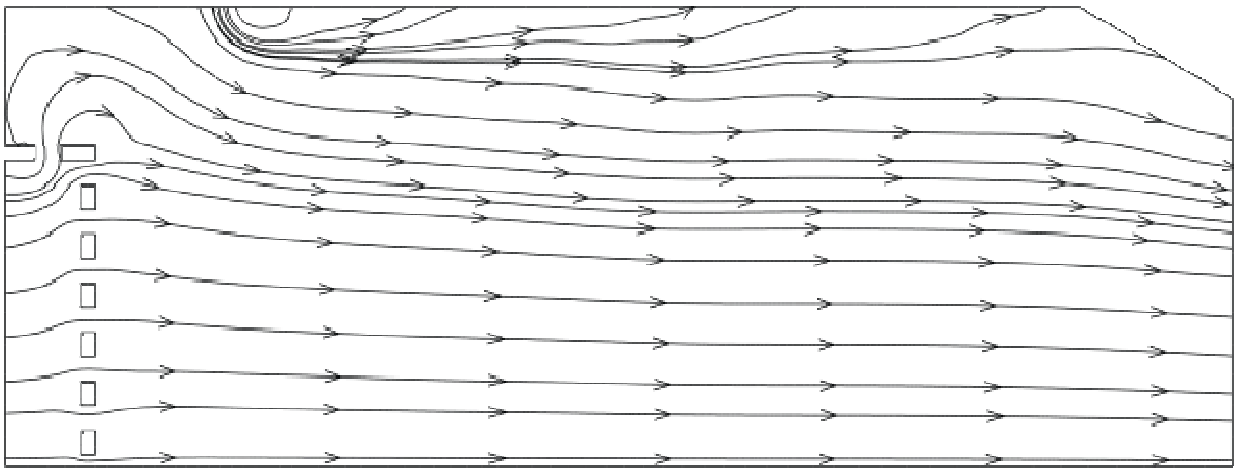


b

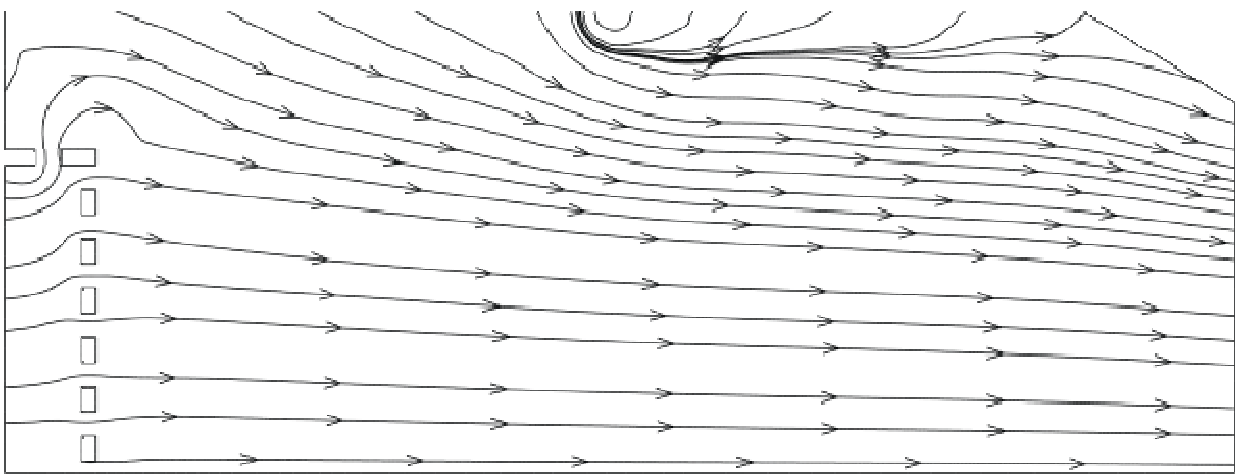


v

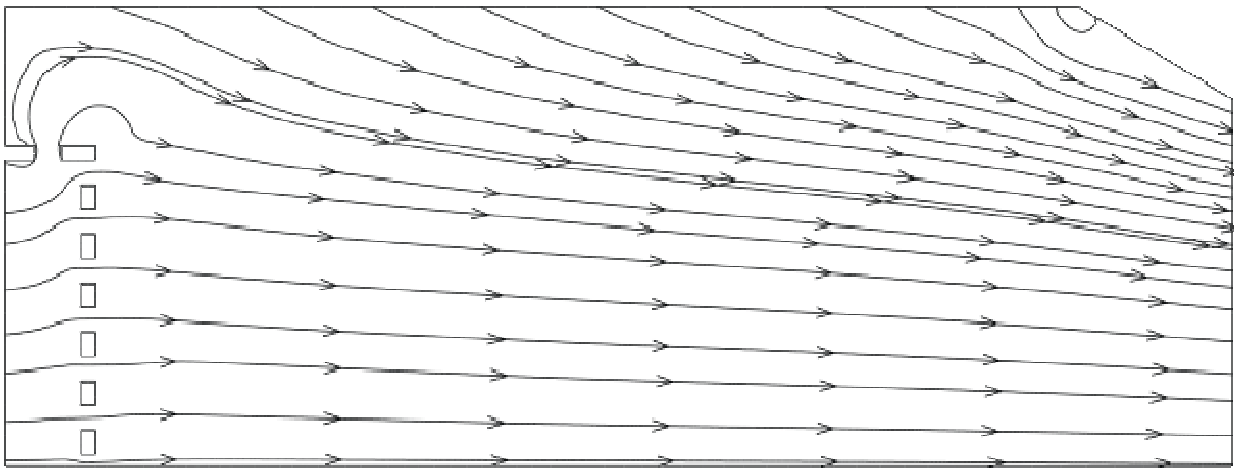
Рис. 6. Распределение температуры для 3 моментов времени (сетка 3600 ячеек):
 $a - t = 0,024$ с; $b - t = 0,040$ с; $v - t = 0,056$ с



a



б



в

Рис. 7. Линии тока течения газа для 3 моментов времени (сетка 3600 ячеек):
a – $t = 0,024$ с; *б* – $t = 0,040$ с; *в* – $t = 0,056$ с

На рисунке 8 приведены графики изменения по времени относительной площади, воспламенившейся поверхности основной топливной шашки S_{fire} / S (где S – общая площадь топливной шашки; S_{fire} – площадь воспламенившейся части шашки), для двух расчетных сеток.

Сравнивая распределения температур, представленные на рисунках 4 и 6, можно отметить, что в случае проведения расчетов на грубой сетке (3600 ячеек) воспламенение основной топливной шашки происходит постепенно от области топлива в районе воспламенителя к области выхода потока из газогенератора. При расчетах на мелкой сетке (540700 ячеек) в течении появляются вихревые структуры, приводящие к интенсивному перемешиванию областей газа имеющих различную температуру. Вследствие этого процесс воспламенения шашки принимает принципиально иной характер. Начинают воспламеняться различные области поверхности шашки по всей ее длине в отличие от постепенного продвижения фронта пламени при расчете на грубой сетке. Такое изменение характера воспламенения шашки приводит к существенному различию во времени воспламенения всей поверхности шашки. Из графиков, представленных на рисунке 8, видно, что различие времени воспламенения в зависимости от характера течения составляет более чем в два раза: $t_2/t_1 \approx 2$. Здесь $t_1 \approx 0,032$ с – время воспламенения шашки при расчете течения с наличием вихревых структур (сетка 540700 ячеек), $t_2 \approx 0,065$ с – время воспламенения шашки при расчете безвихревого течения (сетка 3600 ячеек).

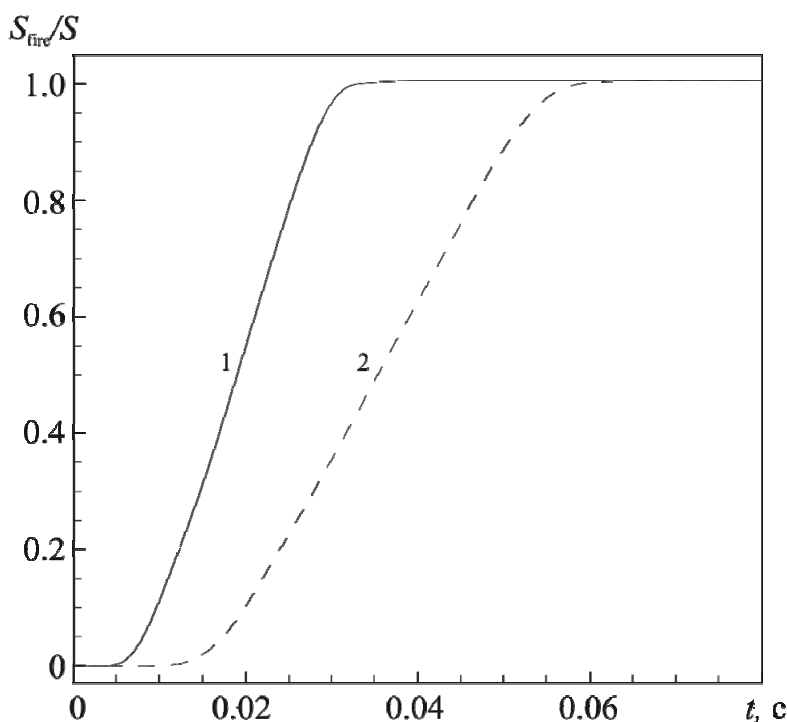


Рис. 8. График изменения относительной площади воспламенившейся поверхности основной топливной шашки S_{fire}/S по времени (для двух расчетных сеток): 1 – 540700 элементов; 2 – 3600 элементов

Предложен вычислительный алгоритм моделирования нестационарных турбулентных потоков сжимаемого вязкого газа для исследований вихревых течений в тракте газогенератора и процесса воспламенения топливной шашки. Алгоритм основан на численном интегрировании нестационарных уравнений. В разработанной методике использовалась система уравнений, записанная в цилиндрической системе координат. Алгоритм основан на модифицированном методе расщепления векторов потоков имеющем 2-й порядок точности по пространству (модифицированной схеме Стегера – Уорминга). С использованием предложенного алгоритма разработана программа, позволяющая проводить численные исследования нестационарных турбулентных течений сжимаемого вязкого газа в тракте газогенератора. Моделирование потока продуктов сгорания в газогенераторе позволяет определить время воспламенения основной топливной шашки, в зависимости от характера течения газа в камере ус-

тановки. Из анализа полученных результатов видно, что при наличии во внутрикамерном потоке газа вихревых структур, время воспламенения шашки значительно будет меньше, чем для случая безвихревого внутрикамерного течения. Время воспламенения основной шашки, исходя из результатов проведённых расчётов, будет отличаться более чем в два раза.

Список литературы и источников

1. Твёрдотопливные регулируемые двигательные установки / Ю. С. Соломонов, А. М. Липанов, А. В. Алиев, А. А. Дорофеев, В. И. Черепов. – М. : Машиностроение, 2011. – 416 с. – Текст : непосредственный.
2. Внутренняя баллистика РДТТ / А. В. Алиев, Г. Н. Амарантов [и др.] ; под ред. А. М. Липанова, Ю. М. Милёхина. – М. : Машиностроение, 2007. – 504 с. – Текст : непосредственный.
3. Алиев, А. В. Нестационарные внутрикамерные процессы в твердотопливных регулируемых двигательных установках / А. В. Алиев, О. В. Мищенко, В. И. Черепов // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия: Машиностроение. – 2016. – № 4. – С. 24-39. – Текст : непосредственный.
4. Zhang D., Rinoshika A., Zheng Y. et al. (2022) Turbulent Flow Structures around a Wavy Square Cylinder Based on Large Eddy Simulation. *Fluid Dynamics*, vol. 57, no. 1, pp. 96–110. – Текст : непосредственный.
5. Wenjie Zhong, Solomon C.Yim, Lu Deng (2020) Vortex Shedding Patterns Past a Rectangular Cylinder near a Free Surface. *Ocean Engineering*, vol. 200, pp. 1–18. – Текст : непосредственный.
6. Wang Q., Jiang Q., Hu G. et al. (2021) Aerodynamic Characteristics of a Square Cylinder with Corner Fins. *Advances in Bridge Engineering*, vol. 2, no. 20, pp. 1–20. – Текст : непосредственный.
7. Липанов, А. М. Численное моделирование вязких дозвуковых потоков при числе Рейнольдса 10^4 / А. М. Липанов, Ю. Ф. Кисаров, И. Г. Ключников // Математическое моделирование. – 1997. – Т. 9, № 3. – С. 3–12. – Текст : непосредственный.
8. Ullah N., Islam S., Zhou C. (2020) Low Reynolds Number Channelized Fluid Flow of Asymmetric Plane to a Non-asymmetric Plane with a Sudden Expansion by Using Lattice Boltzmann Method. *AIP Advances*, vol. 10, no. 1, pp. 1–15. – Текст : непосредственный.
9. Robichaux J., Balachandar S., Vanka S.P. (1999) Three-dimensional floquet instability of the wake of square cylinder. *Phys. Fluids*, vol. 11, no. 3, pp. 560–578. – Текст : непосредственный.
10. Липанов, А. М. Численное моделирование развития вихревых структур в отрывных течениях / А. М. Липанов, Ю. Ф. Кисаров, И. Г. Ключников // Математическое моделирование. – 1994. – Т. 6, № 10. – С. 14–23. – Текст : непосредственный.
11. Williamson C.H.K. (1996) Vortex dynamics in cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech*, vol. 28, pp. 477–539. – Текст : непосредственный.
12. Valger S.A., Fedorov A.V., Fedorova N.N. (2013) Simulation of Incompressible Turbulent Flows in Vicinity of Bluff Bodies with ANSYS Fluent. *Computational Technologies*, vol. 18, no. 5, pp. 27–40. – Текст : непосредственный.
13. Danilkin E.A., Nuterman R.B., Bart A.A., Degi D.V., Starchenko A.V. (2012) Study of Airflow and Pollutant Transport in an Urban Street Canyon Using Large Eddy Simulation of the Turbulent Flow. *Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*, no. 4, pp. 66–79. – Текст : непосредственный.
14. Численное моделирование внутрикамерных нестационарных турбулентных течений. Часть 2 / А. М. Липанов, А. А. Шумихин, М. Р. Королева, А. И. Карпов // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Математическое моделирование и программирование. – 2023. – Т. 16, № 1. – С. 35–46. – Текст : непосредственный.
15. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. М. : Наука, 1976. – 400 с. – Текст : непосредственный.
16. Тадмор, З. Теоретические основы переработки полимеров / З. Тадмор, К. Гогос. – М. : Химия. 1984. – 632 с. – Текст : непосредственный.
17. Коммисаров, Ю. А. Процессы и аппараты химической технологии / Ю. А. Коммисаров, Л. С. Гордеев, Д. П. Вент. – В 5 ч. – 2-е изд. – М. : Юрайт, 2018. – Ч. 1. – 226 с. – Текст : непосредственный.
18. Лыков, А. В. Теплообмен. – М. : Энергия, 1971. – 560 с. – Текст : непосредственный.
19. Андерсон, Д. Вычислительная гидромеханика и теплообмен / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер. – М. : Мир, 1990. – Т. 1. – 384 с. – Текст : непосредственный.
20. Липанов, А. М. Теоретическая гидромеханика ньютоновских сред. – М. : Наука, 2011. – 551 с. – Текст : непосредственный.
21. Steger J. L., Warming R. F. (1981) Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with application to finite difference methods. *Journal of computational physics*, vol. 40, № 2, pp. 263–293. – Текст : непосредственный.
22. Anderson W. K., Thomas J. L., Van Leer B. (1986) A comparison of finite volume flux vector splittings for the Euler equations. *AIAA Journal*, vol. 24, no. 2, pp. 1453–1460. – Текст : непосредственный.
23. Hoffmann K. A., Chiang S. T. (2000) Computational Fluid Dynamics. Engineering Education Sistem. 4ed. Vol. 2 479 p. – Текст : непосредственный.
24. Chung, T.J. (2002) Computational Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 1012 p. – Текст : непосредственный.

25. *Pino Martin M., Piomelli U., Candler G.V.* (2000) Subgrid-Scale Models for Compressible Large-Eddy Simulations. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, vol. 13, no. 5, pp. 361–376. – Текст : непосредственный.
26. *Волков, К.Н.* Моделирование крупных вихрей полностью развитого турбулентного течения в канале и сравнение моделей подсеточной вихревой вязкости // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2006. – Т. 47, № 3. – С. 31-42. – Текст : непосредственный.
27. *Moin P., Squires K., Cabot W., Lee S.* (1991) A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport. *Phys Fluids A*, vol. 3, pp 2746–2757– Текст : непосредственный.
28. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. Программа численного моделирования нестационарных турбулентных течений сжимаемого вязкого газа / Шумихин А.А., Карпов А.И., Альес М.Ю.; правообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук». – № 2023688044; заявл. 21.11.2023; зарег. 20.12.2023. – Текст : непосредственный.

КОНТИНУАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ, БОРА И ПРОБЛЕМАТИКА ЕЕ ВЕРИФИКАЦИИ

А. П. Шпара, Д. А. Ягодников, А. В. Сухов
МГТУ имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Аннотация. В работе рассмотрена континуальная модель горения одиночных частиц металлов, основанная на допущениях сплошной среды, когда предполагается, что процессы переноса массы и тепла между газовой средой и твердыми либо жидкими частицами определяются столкновениями между собой молекул реагентов, находящихся в газовой фазе. При этом учитывается изменение механизма переноса тепла и массы в процессе горения вследствие выгорания и непрерывного уменьшения размера частиц от микро- до нанодиапазона.

Ключевые слова: имитационное моделирование, горение, алюминий, верификация.

В различных областях промышленности, например, ракетно-космической, атомной, электронной используются порошкообразные металлы, их оксиды и соединения с другими химическими элементами. В частности, рассматриваются различные направления применения алюминия, оксида алюминия – корунда Al_2O_3 и химических соединений алюминия с магнием или бором [1–4].

С целью снижения затрат на дорогостоящую экспериментальную отработку новых установок и топливных композиций для них с содержанием соединений металлов представляется целесообразным использовать имитационное моделирование с численными расчётами на ЭВМ. При этом необходимо располагать экспериментально-теоретическими данными по макрокинетическим характеристикам процессов воспламенения и горения одиночных частиц металлических горючих, которые в конечном итоге определяют источниковые члены, обуславливающие процессы выделения тепла и массы в использующих их технологических и энергетических процессах.

В связи с этим является обоснованной разработка необходимой для корректного моделирования источниковых членов в системе уравнений баланса массы, энергии, импульса расчетной модели процесса горения частиц с размерами, лежащими на нижней границе микронного и в нанодиапазонах.

В данной работе построение континуальной модели горения одиночных частиц металлов основано на сочетании допущения сплошной среды. Предполагается, что процессы переноса массы и тепла между газовой средой и твердыми либо жидкими частицами определяются столкновениями между собой молекул реагентов, находящихся в газовой фазе, поскольку длина свободного пробега этих молекул много меньше характерного размера частиц. При этом учитывается изменение механизма переноса тепла и массы в процессе горения вследствие выгорания и непрерывного уменьшения размера частиц от микро- до нанодиапазона, который в определенные моменты времени становится сопоставим с длиной свободного пробега молекул окислительных элементов.

Предложен единый подход математического моделирования процесса горения в воздухе одиночной частицы алюминия и бора микронного и нанодиапазона размеров с учетом изменения механизма тепло- и массообмена при непрерывном уменьшении размера частиц. В качестве границы перехода от свободномолекулярного механизма теплообмена к допущению механики сплошной среды принято число Кнудсена. Выполнена оценка размеров частиц, при которых реализуется характерный режим, применительно к условиям горения частиц в воздухе при давлениях 0,1...4 МПа. Получены значения времен горения частиц алюминия и бора в условиях допущения сплошной среды ($Kn < 0,01$), при свободном моле-

кулярном режиме ($Kn > 10$), которые для последнего более чем на два порядка больше, а также на переходном режиме ($0,01 < Kn < 10$).

Показано, что расчетные модели времени горения частиц алюминия и бора с начальными размерами, близкими к микронным и нанодисперсным, должны учитывать изменение механизма переноса тепла и массы при изменении текущего радиуса частицы при выгорании. Установлено влияние химической природы частиц на количественные значения времени горения в диапазоне радиуса частиц $100 \dots 0,01$ мкм и коэффициента избытка окислителя α для каждого давления: 1,05, 1,5, 2,0 и 2,5.

При математическом моделировании необходимой является верификация (от лат. *Verus* – истинный и *facere* – делать) используемой математической модели, под которой в соответствии с [5] определяется подтверждение на основе представления объективных свидетельств того, что установленные для этой модели требования выполнены. Для микронных и ультрадисперсных частиц задача верификации математических моделей в целом решена благодаря большому объему экспериментальных данных [3, 6, 7], содержащих, в частности, зависимости времен индукции воспламенения и горения одиночных частиц магния, алюминия, бора от основных режимных параметров – размера частиц, начальных значений давления, температуры и содержания окислительных элементов в окружающей среде.

Экспериментальных данных по горению наночастиц металлов опубликовано значительно меньше и, в частности, многие авторы, например [6], ссылаются на зависимости времени горения наночастиц алюминия.

В данной работе проанализирована методология определения времени горения одиночной частицы по характерному времени свечения горячей совокупности (газовзвеси) частиц алюминия, показаны методические ошибки и обоснована необходимость разработки экспериментальных установок и физических принципов регистрации времени горения одиночных наночастиц металлического горючего.

Список литературы и источников

1. Патент РФ G21F1/10, C08K3/38. Полимерная композиция для биологической защиты от нейтронного излучения / М. Х. Нурутдинов, И. М. Плешков, В. И. Ермаков. Заявка: 2003137278/06, 24.12.2003. Опубликовано: 10.09.2005. – Текст : непосредственный.
2. Федоров, С. Г. Нанодисперсные порошки металлов в энергетических конденсированных системах / С. Г. Федоров, Ш. Л. Гусейнов, П. А. Стороженко // Российский электронный наножурнал. – 2010. – URL: http://issuu.com/tan130/docs/rn_2010_t5_n9-10?viewMode=magazine. – Текст : электронный.
3. Ягодников Д. А. Экспериментальное исследование газодисперсного пламени частиц бора // Физика горения и взрыва. – 2010. – Т. 46, № 4. – С. 64–71. – Текст : непосредственный.
4. Ягодников Д. А. Горение порошкообразных металлов в газодисперсных средах. – М. : Изд-во МГТУ имени Н. Э. Баумана, 2018. – 444 с. – Текст : непосредственный.
5. ГОСТР ИСО 9000-2008 (ISO 9000:2005). Системы менеджмента качества. Основные положения и словарь. – М. : Изд-во Стандартиформ, 2009. – 34 с. – Текст : непосредственный.
6. Сандарам, Д. Горение наночастиц алюминия (обзор) / Д. Сандарам, В. Янг, В. Е. Зарко // Физика горения и взрыва. – 2015. – Т. 51, № 2. – С. 37–63. – Текст : непосредственный.
7. Горение порошкообразных металлов в активных средах / П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов [и др.]. – М. : Наука, 1972. – 294 с. – Текст : непосредственный.
8. Bazyn et al. (2006) Combustion of nanoaluminum at elevated pressure and temperature behind reflected shock waves. *Combust. Flame*, vol. 145, no. 4, pp. 703–713. – Текст : непосредственный.

ОСОБЕННОСТИ ЗАПУСКА РДТТ С ТОРЦОВЫМ ЗАРЯДОМ

В. И. Елизаров, В. В. Кожевников, Ю. В. Положай

Федеральный центр двойных технологий «Союз», Дзержинский, Россия

Аннотация. Цель исследования – разработка экспериментально-расчетной методики оценки зажигания топлива в РДТТ с торцевым зарядом. По результатам испытаний получены регрессионная зависимость времени задержки зажигания заряда от массы воспламенителя и уровни скорости распространения пламени по торцу заряда для приближенной оценки времени воспламенения всего торца заряда. Проведенные исследования позволяют обоснованно выбрать схему воспламенения, массу воспламеняющего состава и некоторые конструктивные параметры конкретного двигателя.

Ключевые слова: газодинамика, РДТТ, запуск двигателя, торцевой заряд.

Для РДТТ с вкладным торцевым зарядом характерно расположение воспламенителя вблизи торца в предсопловом объеме и, как правило, наличие протяженной щелевой застойной зоны, открытой в этот объем, в которую при запуске двигателя попадают продукты сгорания (ПС), то есть область течения ПС является двусвязной и пространственной. Прогноз параметров запуска таких РДТТ путем численного моделирования не всегда удачен, иногда лучше использовать экспериментально – расчетные методы, особенно перед первыми стендовыми испытаниями [см. л.].

1. Будем понимать под временем задержки зажигания $t_{\text{зак}}$ время от момента срабатывания пиропатрона до момента зажигания – начала воспламенения заряда, а под временем воспламенения $\Delta t_{\text{восп}}$ – период времени, когда воспламеняется уже вся начальная поверхность горения (торца), отсчитываемый от момента зажигания $t_{\text{зак}}$.

Для торцовых зарядов характерны повышенные значения времен $t_{\text{зак}}$ и $\Delta t_{\text{восп}}$ вследствие невысокой конвективной теплоотдачи к торцу от продуктов сгорания воспламенителя и возможности уноса части воспламеняющего состава в сопло.

На процесс воспламенения торцового заряда (запуск) существенно влияют конструкция и параметры воспламеняющего устройства и двигателя, что оценивалось по результатам семи стендовых испытаний РДТТ с торцевым зарядом диаметром $D_{\text{тор}} = 200$ мм.

Зажигание топливного заряда является определяющим процессом для запуска – выхода двигателя на квазистационарный режим работы. Основное внимание нами уделено влиянию одного из главных факторов для запуска РДТТ – массе навески воспламенителя $m_{\text{восп}}$.

Получена регрессионная зависимость времени задержки зажигания (начало воспламенения топлива) $t_{\text{зак}}$ данного торцового заряда от массы воспламенителя – это сумма навесок инициирующего и воспламеняющего (дымный порох) составов в граммах $m_{\text{восп}}$ для температуры заряда минус 30 °С (см. рис.):

$$t_{\text{зак}} = 1,50 (m_{\text{восп}})^{-0,532} \text{ (с)}, \quad 14 \leq m_{\text{восп}} \text{ (г)} \leq 56; \quad R_{\text{корр}} = 0,901. \quad (1)$$

Эта оценочная зависимость $t_{\text{зак}}$ не отменяет влияние других факторов, а только указывает на важность $m_{\text{восп}}$ для запуска РДТТ.

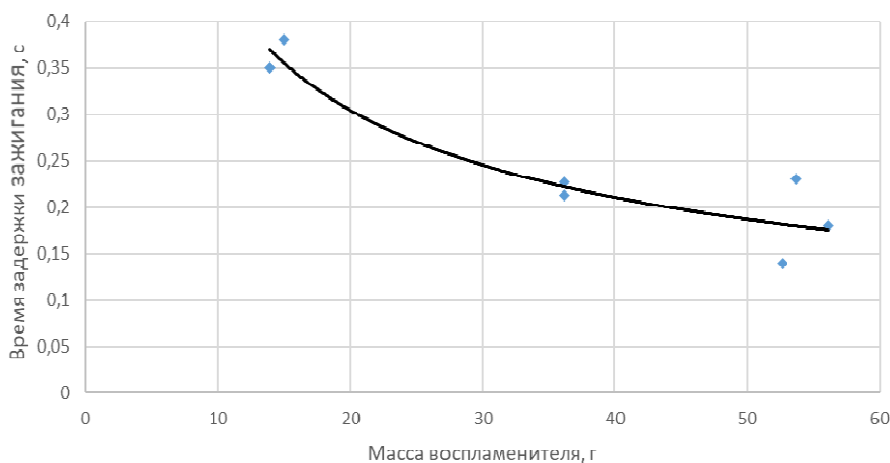
2. Приняв в качестве характерного размера – радиус $R_{\text{тор}}$ воспламеняемого торца заряда (осесимметричное расположение воспламенителя) можно получить оценку условной скорости воспламенения торца (распространения пламени по нему) $V_{\text{восп}}$ на уровне 44...76 мм/с при температуре заряда минус 30 °С и 100...115 мм/с при +40 °С, используя связь

$$V_{\text{восп}} \approx R_{\text{тор}} / \Delta t_{\text{восп}}. \quad (2)$$

3. С учетом зависимости (2) и полученных оценок $V_{\text{восп}}$ можно ориентировочно найти время воспламенения всей поверхности торца $\Delta t_{\text{восп}}$ для подобных РДТТ с другим $R_{\text{тор}}$. Приближенная оценка времени выхода на режим при этом находится суммированием полученного $\Delta t_{\text{восп}}$ с $t_{\text{заж}}$ из зависимости (1).

Снижение начальной температуры заряда с $+40$ °С до минус 30 °С привело к росту времени задержки зажигания $t_{\text{заж}}$, ориентировочно, в $4,7 \dots 6$ раз, а времени воспламенения торца заряда $\Delta t_{\text{восп}}$ и скорости распространения пламени по нему – примерно в $2 \dots 3$ раза. То есть время задержки зажигания $t_{\text{заж}}$ примерно в два раза чувствительнее к изменению начальной температуры заряда, нежели время воспламенения всей поверхности торца.

Следует заметить, что определять (идентифицировать) величины $t_{\text{заж}}$ и $\Delta t_{\text{восп}}$ по результатам испытаний необходимо очень тщательно.



Зависимость времени задержки зажигания торцевого заряда от массы воспламенителя

4. С помощью формулы (1), выразив $m_{\text{восп}}$ ($t_{\text{заж}}$) в качестве $m_{\text{в.эфф}}$, можно приближенно найти массу продуктов сгорания с недогоревшими частицами (зернами) воспламенителя $m_{\text{выбр}}$, уносимых, выбрасываемых через сопло в довоспламенительный период, например при раннем, нештатном вскрытии сопловой мембраны (заглушки), записав

$$m_{\text{выбр}} = m_{\text{восп}} - m_{\text{в.эфф}}, \quad (3)$$

где $m_{\text{в.эфф}}$ – эффективная, фактически приводящая к зажиганию заряда (оставшаяся в камере) масса воспламенителя и продуктов его сгорания, ее значение может быть найдено по фактическому времени зажигания $t_{\text{заж}}$ в опыте из формулы (1), $m_{\text{восп}}$ – масса воспламенителя.

Большая выброшенная масса $m_{\text{выбр}}$ приводит к большой задержке времени зажигания топлива (до $10 \dots 30$ с и более), вплоть до отказа запуска двигателя, а время воспламенения поверхности торца может вырасти примерно на порядок. Таким образом, значительная задержка зажигания и последующего воспламенения заряда обычно свидетельствует о недостаточной массе воспламенителя или об уносе значительной части продуктов сгорания и несгоревших зерен воспламенителя из двигателя до момента зажигания заряда. Улучшить эту ситуацию можно не только изменением массы воспламенителя, но и схемы воспламенения, конструкции двигателя. Следует заметить, что определение момента зажигания заряда (точка начала заметного подъема давления) и времени его полного воспламенения по диаграмме давления $P(t)$ необходимо выполнять очень тщательно, учитывая особенности и погрешность их регистрации в испытаниях. Измерялось давление в переднем и предсопловом объемах РДТТ, перепад давления вдоль застойной зоны при ее заполнении в начальный период (до вскрытия сопловой заглушки) составил около 3 кгс/см^2 , что соответствует максимальной скорости втекания ПС на входе в зону 470 м/с (число Маха $M = 0,47$), на основном участке работы перепад давления не превышал величины $0,40 \dots 0,85 \text{ кгс/см}^2$, а скорость на входе $110 \dots 140 \text{ м/с}$. По мере выгорания заряда длина застойной зоны, а также перепад давления и скорость потока на входе в зону уменьшаются. Характер изменения от времени рас-

смаатриваемого перепада давления в аномальном испытании позволяет оценить момент появления, величину возникшей дополнительной поверхности горения, а также прирост давления при этом, который может привести к демонтажу РДТТ.

Выводы

1. Исследование запуска РДТТ с торцовым зарядом прояснило некоторые особенности (закономерности) процессов, позволило предложить приближенную методику оценок параметров в его КС, которые очень трудно измерить (процессы зажигания, воспламенения и распространения пламени по заряду, выброса части массы воспламенителя в сопло), выполнить их оценки.

2. По результатам испытаний получены регрессионная зависимость времени задержки зажигания заряда от массы воспламенителя и уровня скорости распространения пламени по торцу заряда для приближенной оценки времени воспламенения всего торца заряда; сумма этих двух времен дает оценку времени выхода РДТТ на квазистационарный режим; и наоборот, исходя из требования по времени выхода двигателя на режим, можно ориентировочно определить диапазон значений для выбора навески воспламенителя перед первыми (оценочными) испытаниями.

3. На основе полученной зависимости для времени задержки зажигания предложена несложная методика оценки массы продуктов сгорания и несгоревших зерен воспламенителя, унесенных в сопло до момента зажигания заряда.

4. Проведенные исследования позволили обоснованно выбрать схему воспламенения, массу воспламеняющего состава и некоторые конструктивные параметры конкретного двигателя.

5. Даны оценки скорости втекания/вытекания газов на входе в застойную зону.

6. Предложенные экспериментально-расчетные методики (и оценки) целесообразно использовать перед первыми стендовыми испытаниями.

Список литературы и источников

Конструкции ракетных двигателей на твердом топливе / Л. Н. Лавров [и др.] ; под общ. ред. чл.-корр. РАН Л. Н. Лаврова. – М. : Машиностроение, 1993. – 215 с. – Текст : непосредственный.

О ВЛИЯНИИ ДАВЛЕНИЯ НА АВТОКОЛЕБАНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ РДТТ

Ю. В. Положай, В. В. Кожевников, А. С. Сёмин

Федеральный центр двойных технологий «Союз», Дзержинский, Россия

Аннотация. Цель работы – установить причину возникновения колебания давления в КС РДТТ. Исследована связь параметров автоколебаний в РДТТ U-образной конструкции с давлением в КС для диапазона температур заряда ± 50 °С. Показано, что с увеличением давления в КС амплитуда, частота и результирующая энергия колебаний, а также количество локальных максимумов давления уменьшаются вследствие роста диссипации механической энергии за счет соответствующего увеличения плотности продуктов сгорания.

Ключевые слова: газодинамика, РДТТ, нестационарные процессы, колебания давления.

При работе ракетных двигателей в их камере сгорания (КС) иногда возникают различного вида автоколебания давления и других параметров, которые могут приводить к нарушению нормальной работы двигателя и даже к его разрушению. Рассмотрен двухсопловой модельный РДТТ симметричной U-образной конструкции (рис. 1), подобный [см. л.], со сферическими днищами, у которого одинаковые сопла развернуты к оси РДТТ (по одному на каждом из двух днищ), имеющий вкладной заряд всестороннего горения из шашек баллиститного топлива.



Рис. 1. Схема РДТТ

Для анализа характера и причин, возникавших в опытах автоколебаний давления в КС на основном участке работы двигателя, рассмотрены результаты испытаний при трех начальных температурах заряда $T_{нач}$:

- испытание № 1 (минус 40 °С, исходная конструкция);
- испытание № 2 (минус 40 °С, неодинаковые по марке пороха воспламенители);
- испытание № 3 (минус 40 °С, с односторонним радиальным отверстием в середине каждой шашки);
- испытание № 4 (0 °С, исходная конструкция);
- испытание № 5 (+ 40 °С, исходная конструкция);
- испытание № 6 (+40 °С, неодинаковые по марке пороха воспламенители).

На рисунке 2 для них представлены зависимости относительного давления в КС для времени работы до 0,45 с (далее автоколебаний нет).

Колебания в РДТТ появляются при наличии некоторых условий и случайных возмущений в КС, образующих волны давления с положительной обратной связью к горячей поверхности заряда. Эти волны, взаимодействуя с горячей поверхностью, приводят к локальному изменению параметров в КС, нестационарным флуктуациям скоростей тепловыделения, горения и газообразования у этой поверхности.

Взаимодействие волн с поверхностью горения приводит к возникновению в двигателе пульсирующих вихрей, к нерегулярным аperiodическим колебаниям переменной интенсивности и частоты, их характер существенно зависит от конструктивных особенностей РДТТ, начальной температуры заряда и от уровня давления в КС.

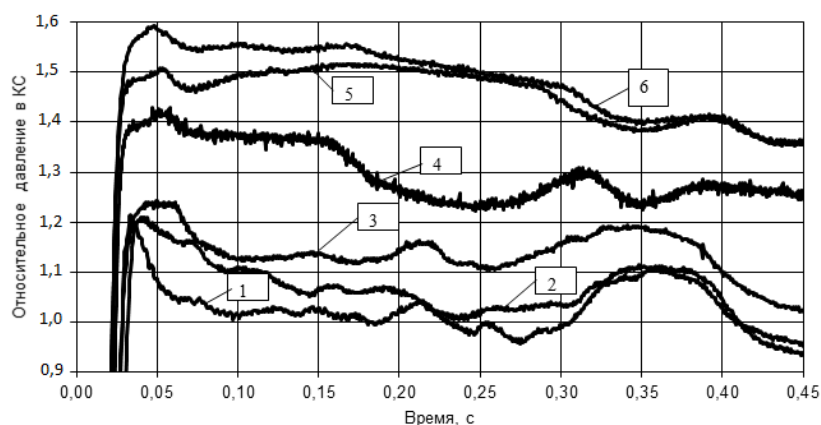


Рис. 2. Зависимости относительного давления в КС от времени

При слабой диссипации (потери) колебательной энергии в КС в ней происходит усиление («раскачка») волн давления до тех пор, пока не установится баланс энергии в двигателе, в противном случае повышение давления может привести к его разрушению.

Так как с ростом давления растет и плотность газа, то логично ожидать пропорционального увеличения диссипации, потерь механической энергии движущегося (в том числе колеблющегося) газа за счет сопротивления ему.

Поскольку полная энергия колебаний пропорциональна квадрату произведения их амплитуды и частоты, то была выдвинута гипотеза: с ростом диссипации за счет увеличения давления (плотности) газа в КС результирующая энергия, амплитуда и частота колебаний будут уменьшаться. Из приведенной ниже таблицы отчетливо видна подтверждающая гипотезу тенденция (эффект) влияния давления на размах амплитуды и частоту колебаний в опытах, а также на количество локальных максимумов давления — они существенно снижаются с ростом начальной температуры заряда $T_{нач}$, (то есть и давления), при этом зависимость давления $p(t)$ заметно выравнивается (см. рис. 2). Например, увеличение давления от 100 кгс/см² на 40 % уменьшает по расчету энергию колебаний за счет диссипации примерно в 600 раз.

Изменение параметров колебаний в КС

Начальная температура заряда, $T_{нач}$, °С	Конструктивные особенности	Количество локальных максимумов, $n_{лм}$	Размах (\pm) амплитуды давления, %	Средняя частота колебаний, $f_{ср}$, Гц
-40	Исходный вариант	7	15,6	27,9
-40	Несимметричное воспламенение	6	9,4	25,4
-40	Одностороннее радиальное отверстие $d = 7$ мм в центре каждой шашки	3	7,2	12,6
0	Исходный вариант	2	5,3	9,9
+40	Исходный вариант	1	2,0	9,0
+40	Несимметричное воспламенение	1	0,7	10,3

В других РДТТ (несимметричная конструкция) с тем же топливом колебаний не было. Вероятнее всего, появление и развитие колебаний в КС (см. рис. 1) связаны с ее U-образной конструкцией (разворот потоков и вихреобразование в объеме днищ) и слабой диссипацией энергии колебаний в КС.

Еще два испытания при $T_{нач} = \pm 50$ °С (шашки как в работе № 3) также подтвердили выдвинутую гипотезу о влиянии давления на автоколебания:

- для $T_{\text{нач}} = + 50 \text{ }^\circ\text{C}$ автоколебания отсутствуют;
- для $T_{\text{нач}} = - 50 \text{ }^\circ\text{C}$ размах амплитуды давления 11,1 %, количество локальных максимумов давления $n_{\text{лм}} = 7$, средняя частота автоколебаний $f_{\text{ср}} = 20,7 \text{ Гц}$.

Заметим, что полученные в испытаниях колебания давления в КС по амплитуде не критичны и допустимы, а двигатель считается устойчивым в работе. Для ослабления и, возможно, полного гашения колебаний целесообразно исследовать возможность их конструктивного демпфирования в КС данного двигателя.

Выводы

1. Выявлена и исследована связь параметров автоколебаний в РДТТ U-образной, симметричной конструкции с давлением в КС для диапазона температур заряда $\pm 50 \text{ }^\circ\text{C}$.

2. Взаимодействие случайных колебаний давления в КС с горячей поверхностью топлива, приводят к нестационарным флуктуациям скорости горения и тепловыделения у этой поверхности. В КС некоторых конструкций могут возникать колебания вследствие гидродинамической неустойчивости (вихри) и при слабой диссипации энергии колебаний, в том числе и в РДТТ рассматриваемой конструкции, возможен заметный рост амплитуды и частоты колебаний давления.

3. Подтверждена выдвинутая гипотеза (эффект): с увеличением давления в КС амплитуда, частота и результирующая энергия колебаний, а также количество локальных максимумов давления уменьшаются вследствие роста диссипации (потерь) механической энергии за счет соответствующего увеличения плотности продуктов сгорания.

Список литературы и источников

Конструкции ракетных двигателей на твердом топливе / Л. Н. Лавров [и др.] ; под общ. ред. чл.-корр. РАН Л. Н. Лаврова. – М. : Машиностроение, 1993. – 215 с. – Текст : непосредственный.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КОЛЕБАНИЙ СТВОЛА АВТОМАТИЧЕСКОЙ ПУШКИ НА КУЧНОСТЬ СТРЕЛЬБЫ

Д. А. Клюкин

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. В статье исследуется влияние продольно-поперечных колебаний ствола автоматической пушки на кучность стрельбы, вызванных динамическим воздействием пороховых газов. Разработана математическая модель, учитывающая напряженно-деформированное состояние ствола, его колебания при автоматической стрельбе и их влияние на внешнебаллистические параметры снарядов. Для количественной оценки проведено компьютерное моделирование стрельбы пятью очередями по десять выстрелов по неподвижной наземной мишени, установленной на дистанции 1400 м с последующим сравнением результатов с данными из таблицы стрельбы. Установлено, что колебания ствола вносят значимый вклад в рассеивание снарядов, составляя 23 % по горизонтали и 30 % по вертикали. Результаты исследования могут быть применены для оптимизации конструкций стволов.

Ключевые слова: математическое моделирование, колебания ствола, автоматическая пушка, баллистика, кучность стрельбы.

Введение

Стрельба из автоматических артиллерийских орудий сопровождается резким увеличением давления и температуры пороховых газов, что, в свою очередь, вызывает продольно-поперечные колебания ствола [1]. Анализ исследований [2, 3] как российских, так и зарубежных авторов демонстрирует, что эти колебания существенно влияют на кучность стрельбы автоматических орудий. В данных работах основное внимание уделяется моделированию динамики ствола автоматической пушки, а также колебаниям дульного среза в момент выстрела, которые приводят к отклонению угла вылета снаряда.

Экспериментальные данные показывают, что поперечные колебания ствола оказывают наибольшее влияние на точность стрельбы, в то время как продольные и крутильные колебания – незначительное [4]. Важным фактором, влияющим на кучность стрельбы, является значительный нагрев ствола при длительной стрельбе [5], который вызывает дополнительные тепловые силы и моменты [6]. Также следует учитывать технологические отклонения канала ствола, возникающие из-за неточностей в процессе изготовления [1, 6].

Целью данной работы является сравнение результатов вычислительного эксперимента с известными значениями кучности стрельбы автоматической пушки, что позволит оценить влияние колебаний ствола на кучность стрельбы.

Постановка задачи колебаний ствола

Математическую модель колебаний ствола построим на основе работы [6]. Будем полагать, что ствол представляет собой трубу переменного сечения длины L . Площадь поперечного сечения ствола обозначим как $F = F(x)$, площадь канала ствола – $S = S(x)$. Уравнение баланса сил, действующих в продольном направлении по оси Ox , запишем в виде

$$\rho F \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\rho F g \sin \varphi - q_1 + \frac{\partial}{\partial x} (F \sigma^{xx}) - p_1 \frac{\partial S}{\partial x}, \quad (1)$$

где $u(x, t)$ – величина продольных колебаний ствола; ρ – плотность материала ствола; g – ускорение силы тяжести; φ – угол возвышения ствола; $q_1 = q_1(x, t)$ – распределенные внешние силы, действующие в продольном направлении; $p_1 = p_1(x, t)$ – распределение избыточного давления внутри ствола, которое определяется из решения основной задачи внутренней

баллистики; p_a – атмосферное давление; $\sigma^{xx} = \sigma^{xx}(x, t)$ – продольные напряжения в сечении ствола,

$$\sigma^{xx} = E \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{F} \int (\sigma^{yy} + \sigma^{zz}) df - \frac{\alpha E}{F} \int T(x, r, t) df, \quad (2)$$

где E – Модуль Юнга; ν – коэффициент Пуассона; α – коэффициент линейного теплового расширения; $T(x, r, t)$ – температура ствола в точке с координатами x и r в момент времени t , определяемая по квазиодномерной математической модели [7].

В качестве начальных условий для уравнения (1) примем условия покоя:

$$u(x, 0) = u_0(x), \quad \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{t=0} = 0, \quad (3)$$

где $u_0(x)$ – начальное продольное перемещение, определяемое из решения стационарной задачи о прогибе ствола под действием силы тяжести.

В качестве граничных условий будем полагать, что у казенного среза ствол закреплен и продольные перемещения отсутствуют:

$$u(0, t) = u_0(0), \quad (4)$$

а на дульном срезе на ствол внешние силы не действуют:

$$FE \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=L} = 0. \quad (5)$$

Уравнение поперечных колебаний ствола в вертикальной плоскости Oxy имеет вид

$$\begin{aligned} \rho F \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = & -\rho F g \cos \varphi - q_2 + (F\sigma^{xx} + p_1 S) \frac{\partial^2 (v + v_{00})}{\partial x^2} + \\ & + \nu \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\int (\sigma^{yy} + \sigma^{zz}) y df \right) - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(EJ_z \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\alpha E \int T(x, r, t) y df \right) \end{aligned} \quad (6)$$

с начальными условиями:

$$v(x, 0) = v_0(x), \quad \left. \frac{\partial v}{\partial t} \right|_{t=0} = 0, \quad (7)$$

и граничными условиями

$$\begin{aligned} v(0, t) = v_0(0), \quad \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \\ EJ_z \left. \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right|_{x=L} = 0, \quad \left. \frac{\partial}{\partial x} \left(EJ_z \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) \right|_{x=L} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $v = v(x, t)$ – величина поперечных колебаний в вертикальной плоскости; $v_0 = v_0(x)$ – величина начального прогиба в вертикальной плоскости; $q_2 = q_2(x, t)$ – распределенные внешние силы, действующие по оси Oy ; $v_{00} = v_{00}(x)$ – технологическое отклонение центра канала ствола относительно оси Oy ; $J_z = J_z(x)$ – момент инерции сечения относительно оси Oz .

Уравнение поперечных колебаний ствола в горизонтальной плоскости Oxz имеет вид

$$\begin{aligned} \rho F \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = & -q_3 + (F\sigma^{xx} + p_1 S) \frac{\partial^2 (w + w_{00})}{\partial x^2} + \\ & + \nu \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\int (\sigma^{yy} + \sigma^{zz}) z df \right) - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(EJ_y \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\alpha E \int T(x, r, t) z df \right) \end{aligned} \quad (9)$$

с начальными условиями

$$w(x, 0) = w_0(x), \quad \left. \frac{\partial w}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (10)$$

и граничными условиями

$$\begin{aligned}
w(0,t) = w_0(0), \quad \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \\
EJ_y \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Big|_{x=L} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(EJ_y \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=L} = 0,
\end{aligned}
\tag{11}$$

где $w = w(x,t)$ – величина поперечных колебаний в горизонтальной плоскости; $w_0 = w_0(x)$ – величина начального прогиба в горизонтальной плоскости; $q_3 = q_3(x,t)$ – распределенные внешние силы, действующие по оси Oz ; $w_{00} = w_{00}(x)$ – технологическое отклонение центра канала ствола относительно оси Oz ; $J_y = J_y(x)$ – момент инерции сечения относительно оси Oy .

Разностная аппроксимация дифференциальных уравнений в частных производных проводилась интегро-интерполяционным методом [8], который позволяет построить разностную схему для моделей с негладкими и разрывными коэффициентами.

Постановка задачи внешней баллистики

Математическая модель внешней баллистики состоит из уравнений движения снаряда [9] с учетом атмосферных параметров [10]. Снаряд заменяется материальной точкой массы $m_{\text{сн}}$. Уравнения внешней баллистики записываются в декартовой системе координат (рис. 1).

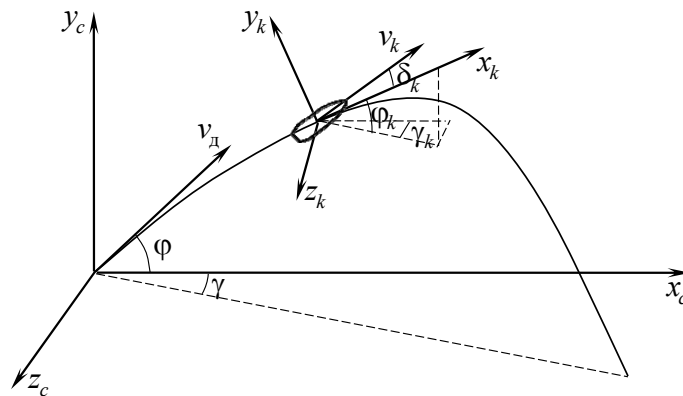


Рис. 1. К постановке задачи внешней баллистики

Координаты центра масс снаряда x_c, y_c, z_c определяются из решения дифференциальных уравнений [11]

$$\frac{dx_c}{dt} = v_k \cos \varphi_k \cos \gamma_k, \quad \frac{dy_c}{dt} = v_k \sin \varphi_k, \quad \frac{dz_c}{dt} = -v_k \cos \varphi_k \sin \gamma_k,
\tag{12}$$

где v_k – скорость снаряда; φ_k – угол наклона траектории; γ_k – угол пути.

Система дифференциальных уравнений движения снаряда имеет вид

$$\begin{cases}
\frac{dv_k}{dt} = -g \sin \varphi_k - \frac{C_{x_k} \beta S_M}{m_{\text{сн}}}, \\
\frac{d\varphi_k}{dt} = -\frac{g \cos \varphi_k}{v_k} - \frac{C_{y_k} \beta S_M}{m_{\text{сн}} v_k}, \\
\frac{d\gamma_k}{dt} = \frac{f_{z_k} - C_{z_k} \beta S_M}{m_{\text{сн}} v_k \cos \varphi_k}, \\
\beta = \frac{a^2 M^2 p(y)}{2RT(y)},
\end{cases}
\tag{13}$$

где $C_{x_k}, C_{y_k}, C_{z_k}$ – коэффициенты составляющих аэродинамической силы по осям траекторной системы координат; $S_M = \pi d^2/4$ – площадь миделева сечения снаряда; f_{z_k} – изменение угла за счет деривации; d – калибр снаряда; a – скорость звука в среде; M – число Маха; $p(y)$ – давление воздуха на высоте y ; $T(y)$ – температура воздуха на высоте y .

Изменение угловой скорости ω_x снаряда:

$$\frac{d\omega_x}{dt} = -\frac{m_x \beta S_M l_{\text{сн}}}{J_x}, \quad (14)$$

где m_x – коэффициент аксиального аэродинамического момента; $l_{\text{сн}}$ – длина снаряда; J_x – момент инерции по оси Ox .

Коэффициент деривации определялся из соотношения

$$f_{z_k} = \frac{J_x \omega_x \dot{\varphi}_k}{l_{\text{сн}}} f_z(M), \quad (15)$$

где $f_z(M)$ – деривационная функция.

Деривационная функция рассчитывается по формуле [12]

$$f_z(M) = \frac{l_{\text{сн}}^3}{dh} K_{NM}(M), \quad (16)$$

где $h = l_{\text{ц.м.}} + 0,57l_r - 0,16d$ – размер плеча момента; $l_{\text{ц.м.}}$ – расстояние между центром масс и началом головной части снаряда; l_r – длина головной части снаряда; $K_{NM}(M)$ – эмпирическая функция сопротивления.

На рисунке 2 представлено положение оси симметрии снаряда при движении по траектории с учетом колебаний снаряда относительно центра масс.

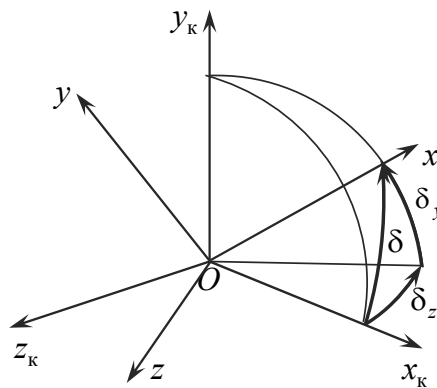


Рис. 2. Положение оси симметрии снаряда при движении по траектории

Дифференциальные уравнения для определения составляющих угла нутации $\delta = \sqrt{\delta_z^2 + \delta_y^2}$ снаряда имеют вид

$$\begin{cases} \frac{d\delta_z}{dt} = \frac{\omega_z - \dot{\gamma}_k \cos(\varphi_k + \delta_y) - \dot{\varphi}_k \delta_z \delta_y}{\cos(\delta_y)}, \\ \frac{d\delta_y}{dt} = \omega_y - \dot{\gamma}_k \delta_z \sin(\varphi_k) - \dot{\varphi}_k \cos(\delta_z), \end{cases} \quad (17)$$

где δ_y – вертикальная составляющая угла нутации; δ_z – горизонтальная составляющая угла нутации; ω_y – вертикальная экваториальная угловая скорость снаряда; ω_z – горизонтальная экваториальная угловая скорость снаряда.

Дифференциальные уравнения для определения экваториальных угловых скоростей снаряда

$$\begin{cases} \frac{d\omega_z}{dt} = \frac{m_z \beta S_M l_{\text{сн}} - J_x \omega_x \omega_y}{J_y}, \\ \frac{d\omega_y}{dt} = \frac{m_y \beta S_M l_{\text{сн}} + J_x \omega_x \omega_z}{J_z}, \end{cases} \quad (18)$$

где J_y – момент инерции по оси Oy ; J_z – момент инерции по оси Oz ; m_z , m_y – коэффициенты горизонтальной и вертикальной составляющих аэродинамических моментов.

Значения коэффициентов сопротивления определялись как функции вида

$$\begin{aligned} C_{x_k} &= C_x^a(M, \delta), \\ C_{y_k} &= -C_y^a(M, \delta_y) + C_z^a(\bar{\omega}_x, \delta_z), \\ C_{z_k} &= -C_y^a(M, \delta_z) - C_z^a(\bar{\omega}_x, \delta_y), \end{aligned} \quad (19)$$

где C_x^a , C_y^a , C_z^a – аппроксимационные зависимости коэффициентов аэродинамической силы [13].

Начальные условия с учетом колебаний ствола записываются в виде

$$\begin{aligned} v_k &= \sqrt{(v_d + V_x)^2 + V_y^2 + V_z^2}, \quad \omega_x = \frac{2\pi v_d}{\eta d}, \\ \varphi_k &= \varphi + \varphi_d(t_d), \quad \gamma_k = \gamma + \gamma_d(t_d), \\ x_c &= x_{\text{уст}} + L \cos(\varphi) + (U_x - U_y) \cos(\varphi_d(t_d)), \\ y_c &= y_{\text{уст}} + L \sin(\varphi) + (U_x + U_y) \sin(\varphi_d(t_d)), \\ z_c &= z_{\text{уст}} + U_z, \\ \delta_y &= \arctan\left(\frac{V_y}{V_d + V_x}\right), \quad \delta_z = \arctan\left(\frac{V_z}{V_d + V_x}\right), \\ \omega_y &= \left. \frac{\partial \varphi_d(t)}{\partial t} \right|_{t=t_d}, \quad \omega_z = \left. \frac{\partial \gamma_d(t)}{\partial t} \right|_{t=t_d}, \end{aligned} \quad (20)$$

где V_x – продольная скорость дульного среза; V_y – скорость дульного среза по оси Oy ; V_z – скорость дульного среза по оси Oz ; U_x – продольное перемещение дульного среза; U_y – перемещение дульного среза по оси Oy ; U_z – перемещение дульного среза по оси Oz ; φ_d – угол наклона дульного среза в плоскости Oxy ; γ_d – угол наклона дульного среза в плоскости Oxz .

Решение задачи внешней баллистики осуществляется 4-этапным методом Рунге – Кутты [14].

Согласно правилам стрельбы из боевых машин [15], кучность стрельбы определяется как среднее отклонение по высоте и по направлению. Известные значения отклонений могут быть найдены в таблицах стрельбы. Запишем формулы для определения среднего отклонения по высоте $\Delta \bar{y}$ для серии из N выстрелов:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{y} &= \text{Med}(\Delta y), \\ \Delta y_i &= |y_i - \text{Med}(y)|, \quad i = 1, \dots, N, \\ \text{Med}(y) &= \begin{cases} y_{[(N+1)/2]}, \\ \frac{y_{[N/2]} + y_{[(N+1)/2]}}{2}, \end{cases} \end{aligned}$$

где y_i – высота места попадания снаряда по цели.

Результаты моделирования стрельбы из автоматической пушки

В качестве объекта моделирования будем рассматривать 30-мм автоматическую пушку. Цель неподвижна, угол возвышения $\varphi = 0,7^\circ$, дальность до цели 1400 м, длина очереди 10 выстрелов, интервал между выстрелами 182 мс, количество очередей 5, интервал между очередями 5 сек.

Свойства материала ствола оставались постоянными на протяжении всего процесса стрельбы. Плотность материала $\rho = 7850 \text{ кг/м}^3$, модуль Юнга $E = 200 \text{ ГПа}$, коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$, коэффициент линейного теплового расширения $\alpha = 12,5 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, теплоемкость $c = 567 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, теплопроводность $\lambda = 32 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$.

На рисунке 3 представлены места попадания снарядов по плоской мишени, находящейся перпендикулярно траектории стрельбы на расстоянии 1400 м. Моделирование проводилось с учетом взаимодействия снарядов со стволом, технологических отклонений канала ствола и теплового нагружения.

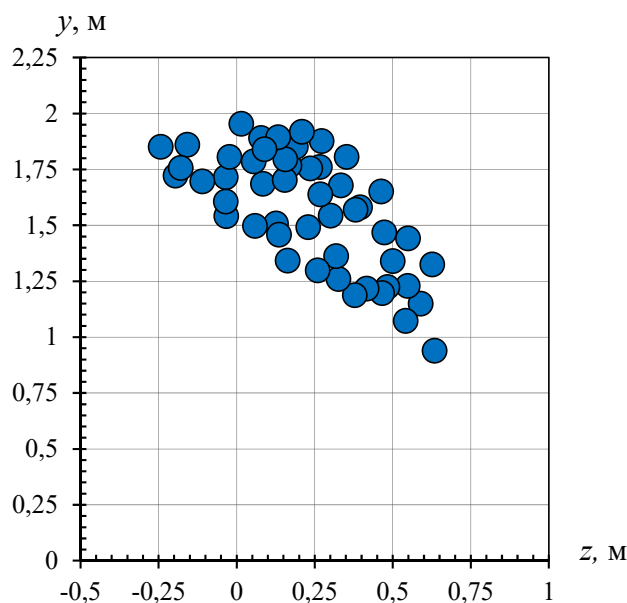


Рис. 3. Разброс снарядов на расстоянии 1400 м

Расчеты показали, что с учетом рассматриваемых факторов среднее горизонтальное отклонение равно 0,16 м, а вертикальное – 0,18 м. Из таблицы стрельбы [15] известно, что среднее отклонение снарядов в горизонтальном направлении на дистанции 1400 м равно 0,7 м, а вертикальное – 0,6 м. Таким образом, колебания ствола вносят 23 % в горизонтальный и 30 % в вертикальный разброс.

Заключение

В работе представлена постановка задачи напряженно-деформированного состояния, колебаний ствола и внешней баллистики с учетом колебаний ствола при выстреле.

Проведены расчеты по разработанным математическим моделям для 5 очередей по 10 выстрелов. Определен разброс снарядов на расстоянии 1400 м, горизонтальное отклонение составило 0,16 м, а вертикальное – 0,2 м. Расчеты показали, что колебания ствола вносят 23 % в горизонтальный и 30 % в вертикальный разброс.

Список литературы и источников

1. Орлов Б. В., Ларман Э. К., Маликов В. Г. Устройство и проектирование стволов артиллерийских орудий. – М. : Машиностроение, 1976. – 432 с. – Текст : непосредственный.
2. Богомолов С. Н., Федянин Н. Д., Филиппов М. А. Влияние колебаний ствола автоматической пушки на кучность стрельбы // Научный резерв. – 2018. – № 1 (1). – С. 13–20. – Текст : непосредственный.

3. *Stiavnický M, Lisý P.* Influence of barrel vibrations on the barrel muzzle position at the moment when the bullet exits // *Adv. Mil. Technol.* June 2013. 8 (issue 1). – Pp. 89–102. – Текст : непосредственный.
4. *Благонравов А. А.* Основания проектирования автоматического оружия. – М. : Оборонгиз, 1940. – 485 с. – Текст : непосредственный.
5. *Клюкин Д. А.* Математическое моделирование теплового нагружения ствола артиллерийского орудия при выстреле. Выставка инноваций – 2022 (весенняя сессия). – Ижевск : Изд-во УИР ИжГТУ имени М. Т. Калашникова, 2022. – С. 176–182. – DOI: 10.22213/ie022124. – Текст : непосредственный.
6. *Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З.* Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с. – Текст : непосредственный.
7. *Клюкин Д. А.* Математическое моделирование теплового нагружения ствола артиллерийского орудия при выстреле // Выставка инноваций – 2022 (весенняя сессия) : Сборник материалов XXXIII Республиканской выставки-сессии студенческих инновационных проектов, Ижевск, 29 апреля 2022 года. – Ижевск : Изд-во УИР ИжГТУ имени М. Т. Калашникова, 2022. – С. 176–182. – DOI: 10.22213/ie022124. – Текст : непосредственный.
8. *Самарский А. А.* Введение в теорию разностных схем. – М. : Наука, 1971. – 553 с. – Текст : непосредственный.
9. *Степанов В. П.* Внешняя баллистика. – Томск : Изд-во Том. ун-та, 2011. – 542 с. – Текст : непосредственный.
10. *Королев С. А., Карсканов С. А.* Математическое моделирование обтекания тела вращения сверхзвуковым потоком газа // *Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки.* – 2014. – № 3. – С. 123–133. – Текст : непосредственный.
11. *Lipanov A. M., Korolev S. A., Rusyak I. G.* Optimization of aerodynamic form of projectile for solving the problem of shooting range increasing. XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017). AIP. Conf. Proc. 1893. – AIP Publishing, 2017. P. 030085. DOI: 10.1063/1.5007543.
12. *Коновалов А. А., Николаев Ю. В.* Внешняя баллистика. – М. : ЦНИИ информации, 1979. – 228 с. – Текст : непосредственный.
13. *Королев С. А., Липанов А. М., Русяк И. Г.* К вопросу о точности решения прямой задачи внешней баллистики // *Вестник Том. гос. ун-та. Математика и механика.* – 2017. – № 47. – С. 63–74. – Текст : непосредственный.
14. *Самарский А. А., Гулин А. В.* Численные методы. – М. : Наука, 1989. – 432 с. – Текст : непосредственный.
15. *Копыл В. Ф.* Правила стрельбы из стрелкового оружия и боевых машин. – М. : Воениздат, 1992. – 208 с. – Текст : непосредственный.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ АКТИВНО-РЕАКТИВНОГО СНАРЯДА ЗА СЧЕТ ОРЕБРЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ВЫХОДНОЙ ЧАСТИ СОПЛА

С. А. Королев, Р. Р. Мансуров

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. Для повышения устойчивости движения активно-реактивного снаряда рассматривается сопло со специальным оребрением внутренней поверхности выходной части, за счет которого некоторая доля тяги направлена на вращение снаряда. Предложена методика расчета силы тяги и момента вращения реактивного двигателя в зависимости от параметров ребер: высота, угол наклона и количества ребер. Для верификации аналитических зависимостей проведено численное моделирование течения газа в сопле с ребрами в Ansys Fluent.

Ключевые слова: внутренняя баллистика, активно-реактивный снаряд, реактивный двигатель, оребрение сопла, численное моделирование, гироскопическая устойчивость.

Введение

Повышение устойчивости движения активно-реактивных снарядов (АРС) остается одной из ключевых задач в области совершенствования артиллерийских систем [1]. Традиционные методы стабилизации, такие как аэродинамические стабилизаторы и системы боковых импульсных двигателей, хотя и доказали свою эффективность, обладают рядом существенных недостатков, включая повышенное аэродинамическое сопротивление и сложность конструкции. Анализ современных исследований показывает, что проблеме повышения устойчивости АРС посвящено значительное количество работ. В патенте [2] предлагается способ коррекции траектории артиллерийских вращающихся снарядов за счет добавления импульсных двигателей, установленных на наружной поверхности взрывателя. В работе [3] представлено исследование коэффициента гироскопической устойчивости снаряда в зависимости от величины удлинения активной части снаряда. В работах [4, 5] предложены подходы к управлению полетом с помощью боковых импульсных двигателей. Несмотря на их эффективность в коррекции траектории, авторы указывают на сложность реализации таких систем и их негативное влияние на дальность полета.

В настоящем исследовании предложен способ повышения устойчивости АРС за счет оребрения внутренней поверхности сопла (рис. 1).

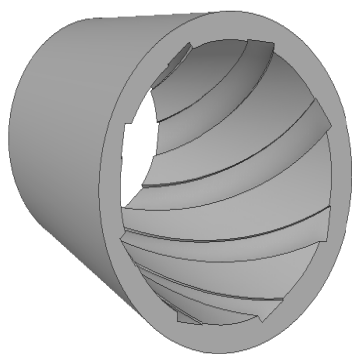


Рис. 1. 3D-модель сопла с ребрами на внутренней поверхности

При этом импульс реактивного двигателя будет направлен не только на увеличение скорости полета снаряда, но и на увеличение скорости вращения. Изменяя такие параметры, как высота, угол наклона и количество ребер, можно достичь необходимого эффекта увеличения скорости вращения, при котором АРС будет устойчивым на всей траектории [6].

Математическая модель внутренней баллистики РДТТ

Для определения параметров в критическом и выходном сечении сопла решалась задача внутренней баллистики твердотопливного реактивного двигателя (РДТТ). Схема расчета внутренней баллистики РДТТ представлена на рисунке 2.

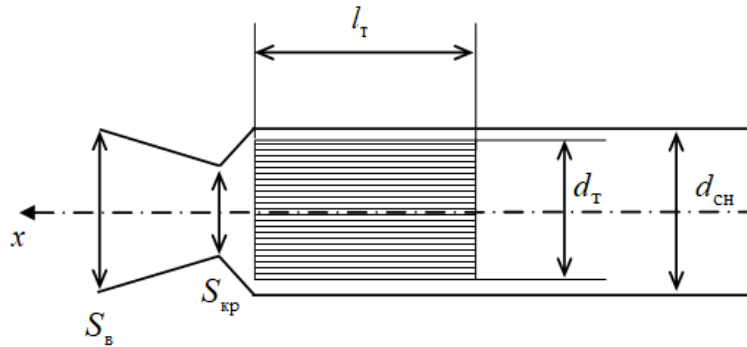


Рис. 2. Схема расчета внутренней баллистики реактивного двигателя

Математическая модель внутренней баллистики РДТТ включает следующие соотношения [7]:

уравнение скорости горения

$$u = u_1 p_k^\mu; \quad (1)$$

формула давления в камере сгорания (формула Бори)

$$p_k = \left(\frac{\rho_T u_1 S_g \sqrt{\chi R T_k}}{\varphi_c S_{кр} A_1} \right)^{\frac{1}{1-\mu}}; \quad (2)$$

расход продуктов горения через сопло

$$G_{соп} = G_{кр} = \frac{S_{кр} p_k A_1}{\sqrt{\chi R T_k}}; \quad (3)$$

суммарная тяга реактивного двигателя без учета ребер

$$P_\Sigma = G_{соп} u_B + S_B (p_B - p_H); \quad (4)$$

суммарный импульс тяги двигателя

$$I_T = \int_0^{\Delta t_T} P_\Sigma dt. \quad (5)$$

Здесь p_k, T_k – давление и температура в камере сгорания; u_1, μ – параметры закона горения; S_g – площадь горения топлива; $\Delta t_T = \frac{l_T}{u}$ – время горения (при торцевом горении $S_g = \pi d_T^2 / 4$, $\Delta t_T = l_T / u$); $S_{кр}$ – площадь критического сечения сопла; S_B – площадь выходного сечения; A_1 – коэффициент расхода; χ – коэффициент тепловых потерь; φ_c – коэффициент механических потерь.

Параметры в выходном сечении сопла определяются с помощью газодинамических функций:

$$\begin{aligned} p_B &= p_k \pi(\lambda) = p_k \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}, \\ T_B &= T_k \tau(\lambda) = T_k \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right), \\ u_B &= a_{кр} \lambda, a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} R T_k}. \end{aligned} \quad (6)$$

Приведенная скорость λ определяется из решения нелинейного уравнения

$$\lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} = \frac{S_{кр}}{S_B}. \quad (7)$$

При равенстве давлений $p_B = p_n$ тяга P_Σ зависит от параметров газа в выходном сечении и площади сечения: $P_\Sigma = \rho_B S_B u_B^2$. Тогда долю тяги, идущей на вращательный момент, будем определять по следующей приближенной формуле:

$$v = \frac{S_1}{S_B} = f(h) \approx \frac{4h}{d_B}, \quad (8)$$

где S_1 – площадь ребер в выходном сечении, $S_1 = S_B - \frac{\pi(d_B - 2h)^2}{4} \approx \pi d_B h$; $S_B = \frac{\pi d_B^2}{4}$, d_B – диаметр выходного сечения сопла; h – высота ребер (рис. 3, а).

Сила тяги и момент вращения реактивного двигателя в случае наличия ребер на внутренней поверхности сопла определяются следующими соотношениями:

$$P = P_\Sigma [(1 - v) + v \cos \beta], \quad (9)$$

$$M_{px} = P_\Sigma v r_e \sin \beta, \quad (10)$$

где r_e – радиус приложения силы вращения, примем $r_e = \frac{d_B}{2}$; β – угол наклона ребер относительно оси снаряда (рис. 3, б).

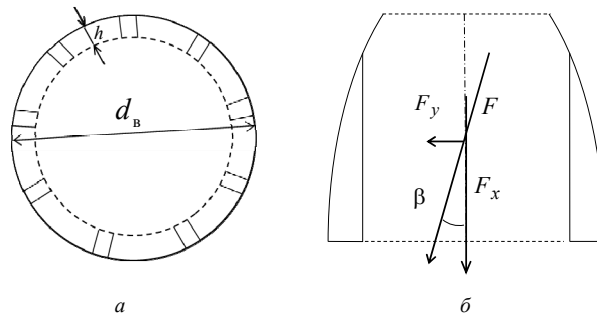


Рис. 3. Схема сопла с ребрами на внутренней поверхности:
а – торцевое сечение; б – боковое сечение

Для исследования устойчивости движения снаряда на всей траектории воспользуемся коэффициентом гироскопической устойчивости [8]:

$$\sigma = \sqrt{1 - \frac{\beta_1}{\alpha_1^2}}, \quad (11)$$

где $\alpha = \frac{I_x}{2I_y} \omega_x$ – коэффициент гироскопического момента; $\beta_1 = \frac{m_z^\alpha q S_M l}{I_y}$ – коэффициент аэродинамического момента; I_y – экваториальный момент инерции; m_z^α – производная коэффициента аэродинамического момента.

Моделирование внешней баллистики АРС проводилось по математической модели, представленной в [7].

Численное моделирование течения газа в выходной части сопла с ребрами на внутренней поверхности

Для верификации аналитических зависимостей (8)–(10), учитывающих влияние ребер при расчете газодинамики сопла, была проведена серия численных экспериментов с моделирова-

нием течения газа в выходной части сопла с ребрами на внутренней поверхности. Моделирование проводилось в пакете прикладных программ Ansys Fluent. В критическом сечении сопла задавались параметры потока $a_{кр}$, $p_{кр}$, $T_{кр}$, определяемые по формулам (6) при $\lambda = 1$ (тип граничных условий velocity-inlet); в выходном сечении задавалось давление $p_в = p_н$ (тип pressure-outlet); на стенке сопла задавались условия прилипания (тип wall).

На рисунке 4 приведена расчетная сетка, состоящая из $1,7 \cdot 10^6$ элементов.

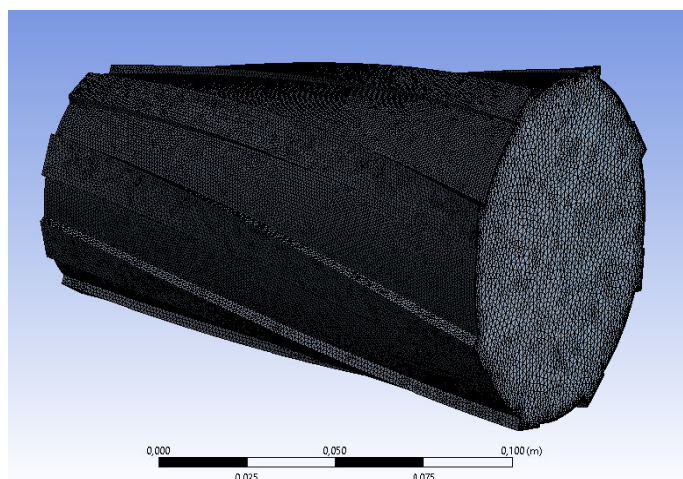


Рис. 4. Расчетная сетка для моделирования работы реактивного двигателя

Расчеты проводились для различных геометрических параметров ребер: высота, угол наклона и количество ребер. Для верификации аналитических зависимостей были определены различия между численным решением и аналитическими зависимостями.

Результаты расчета параметров сопла с ребрами на внутренней поверхности

Для анализа влияния геометрических параметров оребрения на характеристики работы реактивного двигателя проведено исследование зависимости силы тяги и вращательного момента от высоты ребер, $h = 1, 2, 4$ мм. Зависимости доли тяги от высоты ребер, полученные на основе численного решения и по аналитической зависимости (8), представлены на рисунке 5.

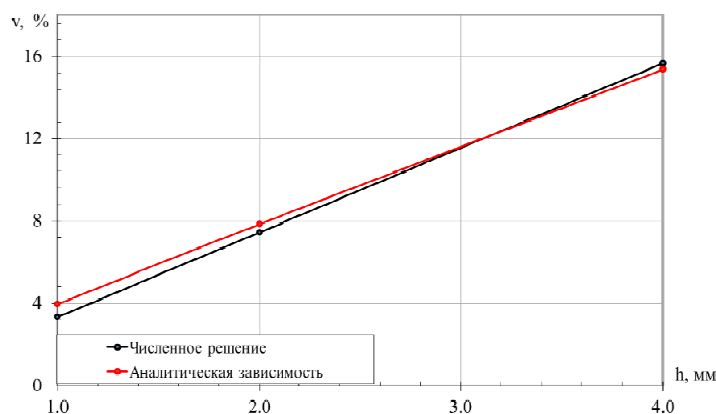


Рис. 5. Зависимость доли тяги на вращение от высоты ребер

С увеличением высоты ребер наблюдается линейное увеличение доли тяги на вращательный момент.

Зависимости момента вращения от высоты ребер, полученные на основе численного решения и по аналитической зависимости (10), представлены на рисунке 6.

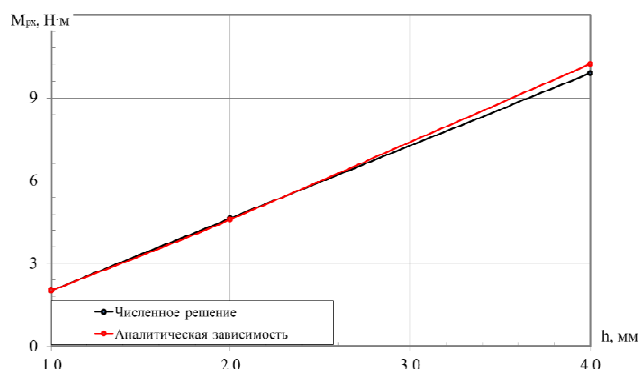


Рис. 6. Зависимость момента вращения от высоты ребер

Увеличение высоты ребер приводит к линейному росту момента вращения.

В таблице 1 приведены значения доли тяги и момента вращения при различной высоте ребер.

Таблица 1. Значение доли тяги и момента вращения при различной высоте ребер

Высота ребра, мм	Численное решение (отклонение по аналитической зависимости)	
	Момент вращения, Н·м (%)	Доля тяги (%)
1	2,02 (0,1 %)	3,3 (1,0 %)
2	4,64 (0,9 %)	7,4 (0,3 %)
4	9,89 (3,2 %)	15,7 (0,1 %)

Отклонение результатов расчета по аналитической зависимости от численного решения для момента вращения составило не более 3,2 %, для доли тяги – 1,0 %.

Для оценки влияния количества ребер n на вращательный момент на основе обработки результатов численного решения был определен поправочный коэффициент

$$k(n) = 1 + 0,09 \cdot \ln(n). \quad (12)$$

Тогда доля тяги на вращение будет определяться по формуле

$$v = k(n)f(h) = (1 + 0,09 \ln(n)) \frac{4h}{d_b}. \quad (13)$$

Доля тяги на вращение на основе численного решения определялась из формулы (10):

$$v_{\text{ч}} = \frac{M_{\text{px}}}{r_e \sin \beta \Sigma}. \quad (14)$$

Зависимости доли тяги на вращение от количества ребер для численного решения и по аналитической зависимости (13) представлены на рисунке 7.

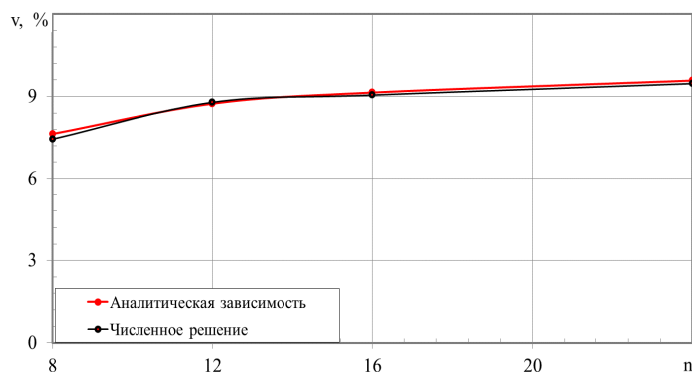


Рис. 7. Зависимость доли тяги на вращательный момент от количества ребер

График зависимости доли тяги на вращательный момент от количества ребер показывает, что с увеличением числа ребер от 8 до 16 доля тяги увеличивается, тогда как дальнейшее увеличение их числа приводит к незначительным изменениям. С учетом введения поправочного коэффициента (12) отклонение аналитической зависимости (13) от численного решения составило не более 0,5 %.

Для определения влияния угла наклона ребер β на момент вращения и силу тяги рассчитаем данные параметры по аналитическим зависимостям (9), (10) и на основе численного решения при различных значениях угла β .

На рисунке 8 отображена зависимость силы тяги от угла наклона ребер.

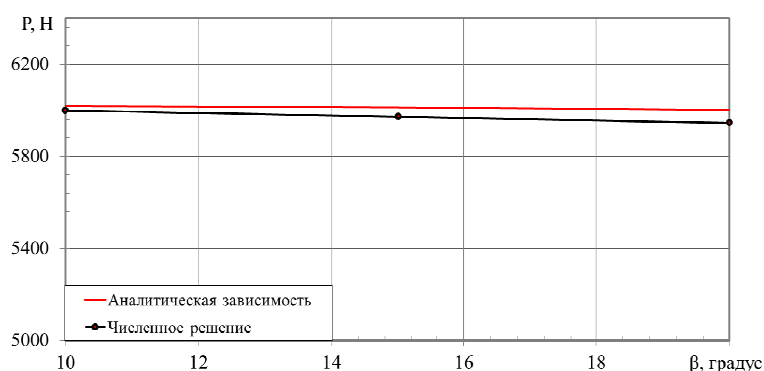


Рис. 8. Зависимость силы тяги от угла наклона ребер

Из полученных данных следует вывод, что угол наклона ребер слабо влияет на силу тяги. На рисунке 9 представлена зависимость момента вращения от угла наклона ребер.

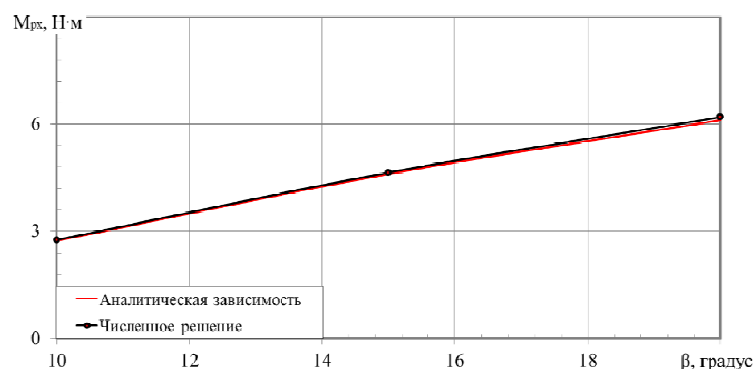


Рис. 9. Зависимость момента вращения от угла наклона ребер

При изменении угла наклона ребер от 10 до 20 градусов момент вращения увеличился с 2,75 до 6,20 Н·м.

В таблице 2 представлены значения силы тяги и момента вращения при различном угле наклона ребер.

Таблица 2. Значение силы тяги и момента вращения при различном угле наклона ребер

Угол наклона ребра, градус	Численное решение (отклонение по аналитической зависимости)	
	Момент вращения, Н·м (%)	Сила тяги, Н (%)
10	2,75 (0,8 %)	6000 (0,3 %)
15	4,64 (0,9 %)	5972 (0,7 %)
20	6,19 (1,4 %)	5945 (0,9 %)

Отклонение аналитической зависимости от численного решения для момента вращения составило не более 1,4 %, для силы тяги максимальное отклонение составило 0,9 %.

На основе комплексной математической модели внутренней и внешней баллистики активно-реактивного снаряда [6] с учетом предложенных аналитических зависимостей расчета параметров сопла с ребрами на внутренней поверхности проведен анализ устойчивости движения снаряда по критерию (11).

На рисунке 10 изображены зависимости коэффициента гироскопической устойчивости для различных типов снарядов.

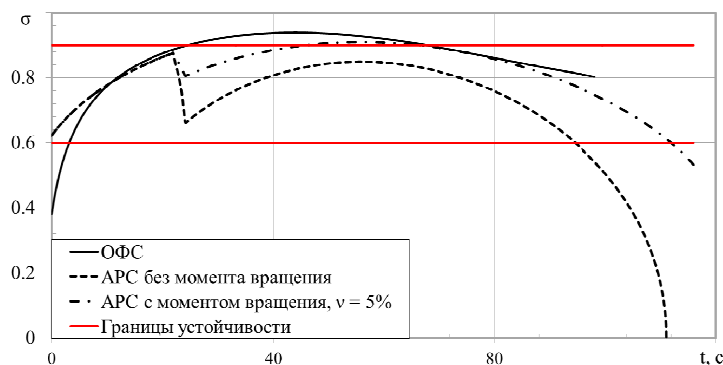


Рис. 10. Изменение коэффициента устойчивости по траектории движения для различных типов снарядов

Как видно из графиков, осколочно-фугасный снаряд (ОФС) является устойчивым на всей траектории. АРС без момента вращения теряет устойчивость на 100-й секунде, тогда как АРС с моментом вращения $\nu = 5\%$ устойчив практически на всей траектории.

Заключение

Разработана математическая модель внутренней баллистики РДТТ со специальным ребрением внутренней поверхности выходной части сопла, обеспечивающим создание дополнительного момента вращения при работе реактивного двигателя. Предложены аналитические зависимости для расчета силы тяги и момента вращения в зависимости от геометрических параметров ребер.

Проведена верификация аналитических зависимостей расчета параметров сопла с ребрами путем сравнения с результатами численного моделирования течения в выходной части сопла в Ansys Fluent. Различие между численным решением и аналитическими зависимостями составило не более 3,2 %.

Исследована устойчивость активно-реактивного снаряда с моментом вращения РДТТ и без него. При доле тяги на вращательный момент 5 % угловая скорость в момент включения РДТТ увеличилась, что позволило снаряду сохранить устойчивость на всей траектории полета.

Список литературы и источников

1. Некоторые перспективные направления развития боеприпасов и выстрелов / В. М. Буренок, О. Т. Чижевский, К. М. Иванов [и др.] // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. – 2021. – № 2(117). – С. 11–24. – Текст : непосредственный.
2. Патент № 2707616 С1 Российская Федерация, МПК F41G 7/22, F42B 35/00, F42C 9/00. Способ коррекции траектории артиллерийских вращающихся снарядов: № 2019101929; заявл. 24.01.2019; опубл. 28.11.2019 / Н. С. Кузнецов; заявитель Акционерное общество "Научно-производственное предприятие «Дельта». – EDN VCDCKJ. – Текст : непосредственный.
3. Быков А. А., Знаменский Е. А. Исследование коэффициента гироскопической устойчивости бронебойного подкалиберного снаряда, стабилизируемого вращением, от величины удлинения активной части // Наука. Промышленность. Оборона : Труды XXII Всероссийской научно-технической конференции, посвященной 60-

летию со дня первого полета человека в космос / под ред. С.Д. Саленко. – Новосибирск : Новосибирский государственный технический университет, 2021. – Том 2. – С. 25–29. – Текст : непосредственный.

4. *Беженцев А. Ю., Поляков А. Е., Тумаков В. М* Высокоточные боеприпасы ствольной артиллерии, результаты полигонных испытания, направления развития // *Военная мысль*. – 2022. – № 8 – С. 106–112. – Текст : непосредственный.

5. *Зубов В.Н.* Применение «Российской концепции импульсной коррекции» для повышения точности ракетного и артиллерийского оружия // *Инновационная наука*. – 2016. – № 4-3. – С. 107–110. – Текст : непосредственный.

6. *Королев С. А., Мансуров Р. Р.* Решение задачи максимизации дальности полета активно-реактивного снаряда с учетом устойчивости движения на всей траектории // *Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOS-2023)*, 2024. – С. 99–107. – Текст : непосредственный.

7. *Королев С. А., Мансуров Р. Р.* Разработка математического и программного обеспечения баллистического расчета и оптимизации параметров активно-реактивного снаряда // *Интеллектуальные системы в производстве*. – 2024. – Т. 22, № 4. – С. 98–107. – DOI: 10.22213/2410-9304-2024-4-98-107. – Текст : непосредственный.

8. *Балаганский И. А.* Основы баллистики и аэродинамики : учебное пособие. – Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2017. – 200 с. – Текст : непосредственный.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ ПЛАНИРУЮЩЕГО СНАРЯДА

С. А. Королев, Д. А. Трефилов

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. В работе предложена математическая модель планирующего полета управляемого реактивного снаряда, описывающая изменение координат, скорости, угла наклона траектории, угла атаки и скольжения. Рассмотрено несколько способов управления движением планирующего снаряда: управление с постоянным углом наклона траектории на участке управления, управление с постоянным углом атаки и управление с переменным углом атаки, найденным с помощью генетического алгоритма. Разработанное в ходе исследований математическое и программное обеспечение позволяет рассчитать траекторию полета реактивного управляемого снаряда, а также решать задачу оптимального управления движением планирующего снаряда с целью повышения дальности полета.

Ключевые слова: внешняя баллистика, планирующий полет, повышение дальности, математическое моделирование, оптимальное управление, генетический алгоритм.

Повышение дальности полета снаряда является актуальной задачей ракетно-артиллерийского вооружения. Целью работы является исследование возможности повышения дальности полета планирующего снаряда за счет применения методов оптимального управления.

Задача повышения дальности полета снаряда за счет использования методов оптимального управления рассматривается в работах [Ошибка! Источник ссылки не найден.–4]. В статье [4] приводятся способы повышения дальности полета планирующего снаряда. В основе методики моделирования полета снаряда лежит система дифференциальных уравнений, описывающая движение снаряда в атмосфере [5, 6].

Математическая модель внешней баллистики снаряда

Система дифференциальных уравнений движения управляемого реактивного снаряда имеет следующий вид [7]:

$$\frac{dx_c}{dt} = V \cos \theta \cos \psi, \quad \frac{dy_c}{dt} = V \sin \theta, \quad \frac{dz_c}{dt} = -V \cos \theta \sin \psi, \quad (1)$$

$$m \frac{dV}{dt} = -mg \sin \theta + P - X_a, \quad (2)$$

$$mV \frac{d\theta}{dt} = -mg \cos \theta + Y_a + P \sin \alpha, \quad (3)$$

$$mV \cos \theta \frac{d\psi}{dt} = Z_a + P \sin \beta, \quad (4)$$

$$\frac{dm}{dt} = -q_p(t), \quad (5)$$

где x_c – дальность полета; y_c – высота полета снаряда; z_c – боковое отклонение; θ – угол наклона траектории; ψ – угол направления; V – скорость снаряда; m – масса снаряда; g – ускорение силы тяжести; P – тяга реактивного двигателя; $q_p(t)$ – расход топлива; α , β – углы атаки и скольжения снаряда.

Проекции аэродинамической силы на оси траекторной системы координат $Ox_k y_k z_k$:

$$X_a = C_x \frac{\rho V^2}{2} S_M, Y_a = C_y \frac{\rho V^2}{2} S_M, Z_a = C_z \frac{\rho V^2}{2} S_M, \quad (6)$$

где $C_x = C_x(M, \alpha, \beta)$, $C_y = C_y(M, \alpha)$, $C_z = C_z(M, \beta)$ – зависимости безразмерных коэффициентов проекций аэродинамической силы.

Зависимости для коэффициентов проекций аэродинамической силы:

$$\begin{aligned} C_x(M, \alpha, \beta) &= C_{x0}(M) [1 + a_x(\alpha^2 + \beta^2)], \\ C_y(M, \alpha) &= C_y^\alpha(M) \alpha, \quad C_z(M, \beta) = C_z^\beta(M) \beta, \end{aligned} \quad (7)$$

где $C_{x0}(M)$ – зависимость коэффициента лобового сопротивления от числа Маха при $\alpha = \beta = 0$; $C_y^\alpha(M)$, $C_z^\beta(M)$ – производные коэффициентов подъемной и боковой силы по углам α и β соответственно [6].

Схема управляемого реактивного снаряда представлена на рисунке 1. Крылья снаряда являются раздвижными и имеют момент раскрытия в определенное время полета. При раскрытии крыльев появляются дополнительные подъемная сила и сила сопротивления, выражающиеся следующими коэффициентами:

$$C_y^{\text{кр}}(t) = \begin{cases} C_y^{\text{кр}}(M, \alpha), & t \geq t_{\text{кр}} \\ 0, & t < t_{\text{кр}} \end{cases}, \quad C_x^{\text{кр}}(t) = \begin{cases} C_x^{\text{кр}}(M, \alpha), & t \geq t_{\text{кр}} \\ 0, & t < t_{\text{кр}} \end{cases}, \quad (8)$$

где $t_{\text{кр}}$ – время раскрытия крыльев.

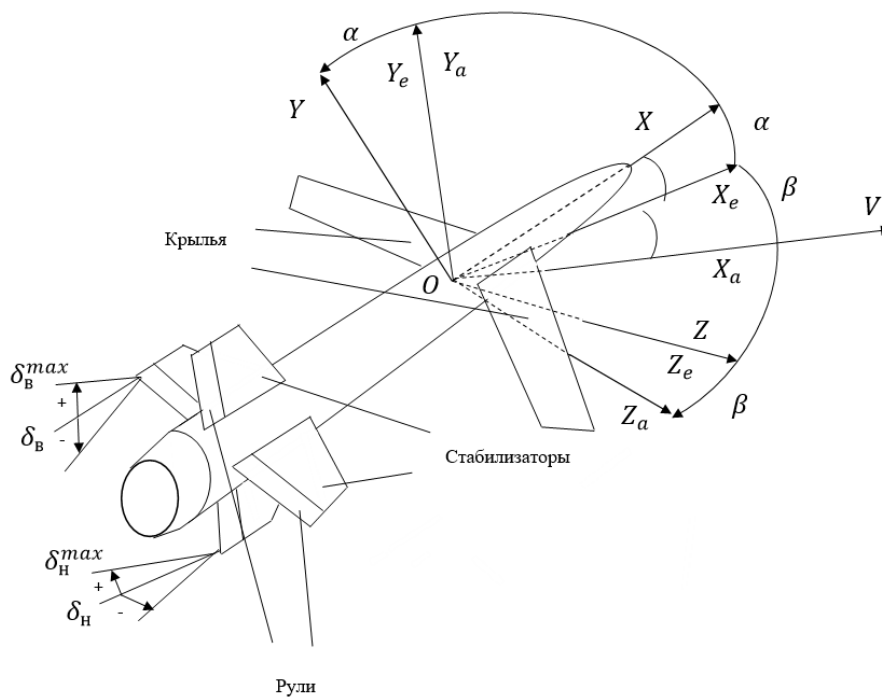


Рис. 1. Отображение углов атаки, скольжения, отклонения рулей

Управление движением снаряда происходит за счет углов отклонения рулей (см. рис. 1). Зависимость между углами отклонения рулей и углами скольжения и атаки

$$\beta = \frac{m_y^{\delta_n}}{m_y^{\beta}} \delta_n, \quad \alpha = \frac{m_z^{\delta_b}}{m_z^{\alpha}} \delta_b. \quad (9)$$

Углы отклонения рулей изменяются в пределах $|\delta_n| < \delta_n^{\text{max}}$, $|\delta_b| < \delta_b^{\text{max}}$. При этом углы атаки и скольжения для устойчивого движения снаряда по траектории

$$\alpha < 20^\circ, \quad \beta < 20^\circ. \quad (10)$$

Рассматриваются следующие способы управления движением снаряда.

Первый способ управления предполагает поддержание постоянного угла наклона траектории на участке управления $\theta = \theta_\phi = \text{const}$. При этом $\frac{d\theta}{dt} = 0$, из уравнения (3) при допущении $\alpha \approx \sin\theta$ получаем зависимость для угла атаки:

$$\alpha = \frac{mg \cos\theta}{C_y^\alpha \frac{\rho V^2}{2} S_M + P} \quad (11)$$

На участке управления ($t \geq t_y$), т.е. когда угол наклона траектории станет меньше заданного постоянного угла наклона траектории $\theta < \theta_\phi$, будем считать угол атаки по ранее выведенной формуле (11). В начальной части траектории до участка управления угол атаки $\alpha = 0$. Момент раскрытия крыльев совпадает с началом участка управления ($t_{кр} = t_y$). Далее получим траектории с различным постоянным углом наклона траектории. Среди найденных траекторий найдем случай, когда снаряд достигает максимальной дальности полета при заданных ограничениях (10).

Второй способ управления движением снаряда предполагает задание постоянного угла атаки $\alpha = \alpha_\phi = \text{const}$ на участке управления до участка управления $\alpha = 0$. Начало участка управления примем в момент раскрытия крыльев $t_y = t_{кр}$. Далее получим траектории с различным постоянным углом атаки. Среди найденных траекторий найдем случай, когда снаряд достигает максимальной дальности полета при заданных ограничениях (10).

Оптимальный момент раскрытия крыльев определяется из решения задачи максимизации дальности полета снаряда:

$$X = f(t_{кр}) \rightarrow \max_{\alpha = \alpha_\phi} \quad (12)$$

где f – целевая функция дальности полета снаряда, определяется из решения системы уравнений движения снаряда (1)–(5). Задача оптимизации решалась численно, методом хорд.

Третий способ управления движением снаряда предполагает задание угла атаки в виде зависимости от времени $\alpha = \alpha(t)$ на участке управления, когда угол наклона траектории станет отрицательным, т.е. $\theta < 0$. Угол атаки до участка управления $\alpha = 0$. Функцию $\alpha = \alpha(t)$ найдем из решения задачи оптимального управления с целью повышения дальности полета снаряда. Задачу будем решать с помощью генетического алгоритма, поэтому непрерывную зависимость $\alpha = \alpha(t)$ заменим вектором значений угла атаки в фиксированные моменты времени $\bar{\alpha} = \{\alpha_i\}$, $i = 0, \dots, k$.

Рассмотрим задачу оптимального управления

$$X = f(\bar{\alpha}) \rightarrow \max \quad (13)$$

где $\bar{\alpha} = \{\alpha_i\}$ – вектор углов атаки; $\alpha_i \in [-20, 20]$; $i = 1, \dots, k$; $k = \frac{T}{h}$; T – время полета снаряда;

h – интервал времени изменения угла атаки.

Система уравнений движения снаряда (1)–(5) решалась численно методом Рунге – Кутты 4-го порядка [8]. Для обеспечения заданной относительной точности по норме вектора решений $\varepsilon = 10^{-3}$, шаг по времени составил 0,03125 с.

При решении задачи оптимизации (13) был использован генетический алгоритм с вещественным кодированием [9]. Для наискорейшей сходимости были выбраны следующие параметры генетического алгоритма: объем популяции, равный 50 хромосом, вероятность скрещивания – 0,5, вероятность мутации – 0,01.

Исследование дальности полета снаряда

В таблице представлены параметры рассматриваемого снаряда.

Параметры снаряда

№ п/п	Наименование	Обозначение	Значение
1	Калибр снаряда	d , м	0,122
2	Масса снаряда	m , кг	66,6
3	Длина снаряда	l , м	2,87
4	Длина крыла	l_k , м	0,8
5	Ширина крыла	h_k	0,06
6	Угол стреловидности	χ_0 , м	45
7	Время начала работы двигателя	t_{p0} , с	0
8	Продолжительность работы двигателя	Δt_p , с	2,0
9	Единичный импульс тяги двигателя	I_1 , м/с	3000
10	Масса топлива	m_T , кг	20,5

Рассмотрим результаты моделирования движения планирующего снаряда при рассматриваемых способах управления.

На рисунке 2 представлены графики траекторий при поддержании постоянного значения угла наклона траектории на участке управления. Значения угла наклона траектории θ_ϕ выбирались в диапазоне от -20 до 0 градусов с шагом 5 градусов.

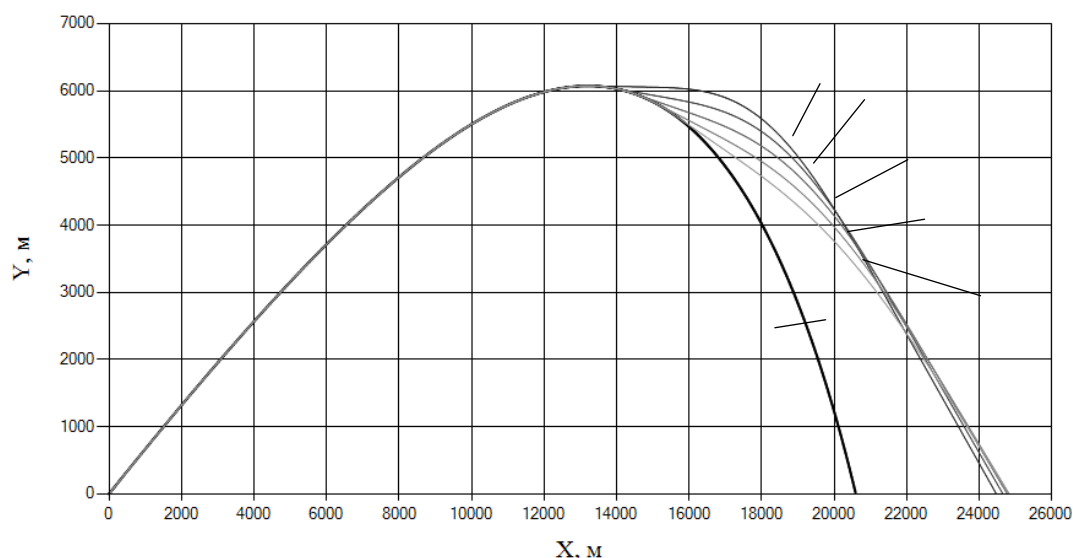


Рис. 2. Графики траекторий при изменении постоянного угла наклона траектории: 1 – опорная траектория (без управления); 2 – $\theta_\phi = 0^\circ$; 3 – ; 4 – $\theta_\phi = -10^\circ$; 5 – $\theta_\phi = -15^\circ$; 6 – $\theta_\phi = -20^\circ$

Из рисунка 2 следует, что при различных значениях постоянного угла наклона траектории на участке управления дальность полета снаряда изменяется незначительно. Максимальная дальность полета снаряда, равная $24,7$ км, достигается при $\theta_\phi = -15^\circ$, это на 20% больше по сравнению с дальностью полета снаряда без управления, которая составляет $20,5$ км.

Рассмотрим результаты моделирования движения снаряда при задании постоянного значения угла атаки на участке управления. При этом время раскрытия крыльев определяется из решения задачи оптимизации (12).

На рисунке 3 представлены графики траекторий при изменении постоянного угла атаки в диапазоне от 4 до 20 градусов с шагом 4 градуса.

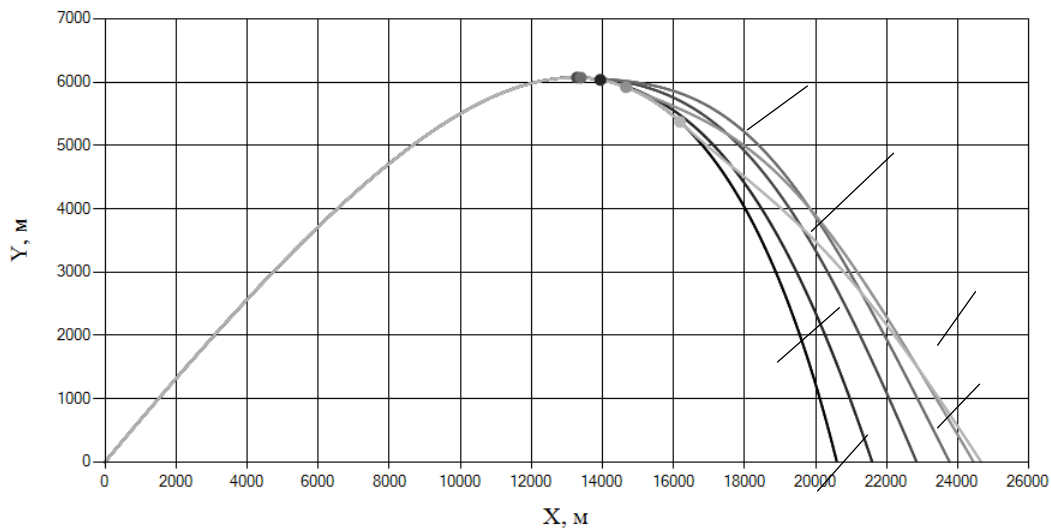


Рис. 3. Графики траекторий при изменении постоянного угла атаки и оптимальном времени раскрытия крыльев: 1 – опорная траектория (без управления); 2 – $\alpha_\phi = 4^\circ$; 3 – $\alpha_\phi = 8^\circ$; 4 – $\alpha_\phi = 12^\circ$; 5 – $\alpha_\phi = 16^\circ$; 6 – $\alpha_\phi = 20^\circ$

Из рисунка 3 видно, что при $\alpha_\phi = 20^\circ$ достигается максимальная дальность полета 24,6 км, что на 21 % больше по сравнению с дальностью снаряда без управления.

На рисунке 4 представлены графики траекторий для всех трех рассматриваемых способов управления движением планирующего снаряда. При этом для первого и второго способа управления выбраны оптимальные значения параметров управления, обеспечивающие максимальную дальность.

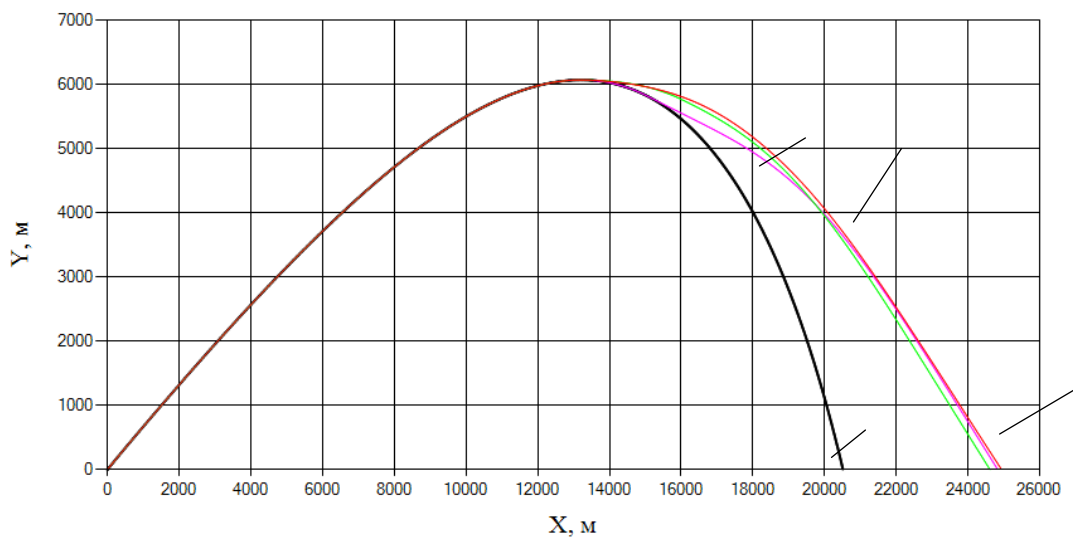


Рис. 4. Графики траекторий движения снаряда: 1 – опорная траектория (без управления); 2 – первый способ управления, $\theta_\phi = -15^\circ$; 3 – второй способ управления, $\alpha_\phi = 20^\circ$; 4 – третий способ управления, $\alpha = \alpha(t)$

На рисунке 5 представлены графики зависимости угла атаки от времени для трех способов управления.

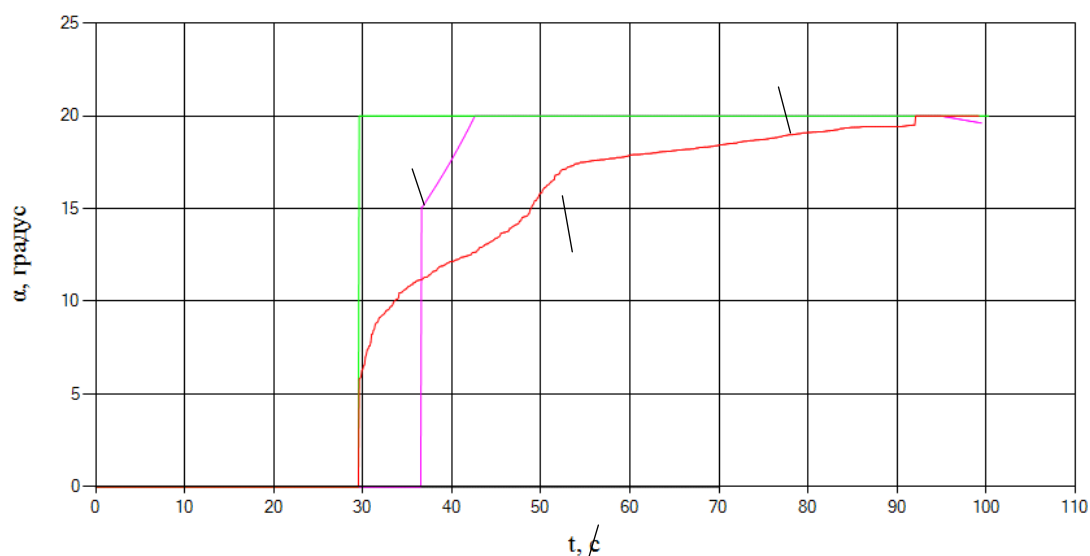


Рис. 5. Графики зависимостей углов атаки от времени: 1 – опорная траектория (без управления); 2 – первый способ управления, $\theta_{\phi} = -15^{\circ}$; 3 – второй способ управления, $\alpha_{\phi} = 20^{\circ}$; 4 – третий способ управления, $\alpha = \alpha(t)$

Анализ результатов расчетов (см. рис. 4) показал, что при выборе оптимальных параметров управления полетом планирующего снаряда для всех трех способов управления достигается максимальная дальность полета снаряда 24,6...24,9 км, что на 20...21 % больше по сравнению с дальностью полета снаряда без управления. При третьем способе управления можно обеспечить более плавное изменение угла атаки (см. рис. 5), что обеспечивает большую устойчивость движения снаряда по траектории.

Список литературы и источников

1. Нечепуренко К. Ю., Феофилов С. В. Постановка задачи оптимизации дальности полета летательного аппарата // Известия ТулГУ. – 2021. – № 11. – С. 53–59. – Текст : непосредственный.
2. Пантелеев А. В., Метлицкая Д. В. Применение генетических алгоритмов к задаче оптимального управления дальностью полета летательного аппарата типа воздух-воздух // Вестник МАИ. – 2011. – № 4. – С. 102–113. – Текст : непосредственный.
3. Семашкин В. Е. Максимизация дальности управляемого полета с использованием метода Крылова – Черноусько // Всероссийское совещание по проблемам управления. – 2019. – № 8. – С. 1267–1271. – Текст : непосредственный.
4. Ветров В. В., Морозов В. В., Шилин П. Д. Оптимизация некоторых баллистических параметров, проблемно ориентированная на достижение максимальной дальности полета // Известия ТулГУ. – 2018. – № 11. – С. 36–41. – Текст : непосредственный.
5. Дмитриевский А. А., Лысенко Л. Н. Внешняя баллистика: учебник для студентов вузов – М. : Машиностроение, 2005. – 608 с. – Текст : непосредственный.
6. Лебедев А. А., Чернобровкин Л. С. Динамика полета беспилотных летательных аппаратов : учебное пособие для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Машиностроение, 1973. – 616 с. – Текст : непосредственный.
7. Математические модели динамики движения летательных аппаратов : учебное пособие / Т. Ю. Лемешонок, А. А. Сизова, Н. Е. Баранов, В. А. Санников. – СПб. : Балт. гос. техн. ун-т., 2020. – 122 с. – Текст : непосредственный.
8. Горелов Ю. Н., Курганская, Л. В. Численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений (метод Рунге – Кутты) : учебное пособие. – Самара : Изд-во Самарского университета, 2023. – 76 с. – Текст : непосредственный.
9. Панченко Т. В. Генетические алгоритмы : учебно-методическое пособие / под ред. Ю. Ю. Тарасевича. – Астрахань : Астраханский университет, 2007. – 87 с. – Текст : непосредственный.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ПОЛЕТА АКТИВНО-РЕАКТИВНОГО СНАРЯДА

А. М. Липанов

Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

И. Г. Русяк, С. А. Королев, Р. Р. Мансуров

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. Рассматривается схема активно-реактивного снаряда (АРС) с защитным корпусом двигателя, отделяемым на траектории. При этом масса двигателя определяется из условия прочности стенки в зависимости от давления в камере сгорания. Толщина стенки защитного корпуса с учетом толщины стенки камеры двигателя определяется из условий прочности корпуса снаряда в стволе орудия при выстреле. На основе разработанной комплексной математической модели внутренней и внешней баллистики АРС проведено исследование влияния взаимосвязанных силовых и массовых характеристик реактивного двигателя на дальность полета АРС. Решена задача выбора оптимальных параметров РДТТ с целью повышения дальности стрельбы.

Ключевые слова: активно-реактивный снаряд, реактивный двигатель на твердом топливе, максимальная дальность стрельбы, оптимизации параметров внутренней и внешней баллистики.

Введение

Для достижения максимальной дальности полета активно-реактивного снаряда (АРС) требуется комплексная оптимизация параметров внутренней и внешней баллистики [1, 2]. В данной статье исследуется задача увеличения дальности полета снаряда за счет оптимизации параметров внутренней баллистики реактивного двигателя на твердом топливе (РДТТ) и массовых характеристик АРС.

При моделировании работы РДТТ предполагалось всестороннее горение заряда с постоянной скоростью. При этом давление в камере сгорания и характеристики работы реактивного двигателя будут постоянными. Необходимая толщина стенок камеры сгорания определяется на основе инженерной методики в зависимости от давления в камере [3]. Для условий внутренней баллистики в стволе орудия толщина стенок корпуса снаряда определяется в зависимости от максимального давления, действующего на донную часть снаряда во время выстрела. Так как давление в стволе (> 300 МПа) на порядок превышает давление в камере сгорания (< 40 МПа), необходимая толщина корпуса снаряда и камеры двигателя будет существенно различаться. При этом толстостенная защитная оболочка реактивного двигателя снаряда может быть сброшена как пассивная масса при вылете снаряда из ствола или при его движении по траектории в оптимальной точке.

Методика расчета параметров работы РДТТ в стационарном режиме основана на применении газодинамических функций [3, 4]. Давление в камере сгорания подбирается на основе оптимального баланса тяги двигателя и пассивной массы снаряда, обеспечивающего максимальную дальность полета АРС.

На основе разработанной комплексной математической модели определены параметры работы реактивного двигателя. Проведено исследование влияния взаимосвязанных силовых и массовых характеристик реактивного двигателя на дальность полета АРС. Решена задача оптимизации параметров РДТТ с целью повышения дальности стрельбы.

Математическая модель внутренней и внешней баллистики АРС

В качестве объекта моделирования рассматривался снаряд для орудия калибра 152 мм с реактивным двигателем на твердом топливе (рис. 1). В процессе движения в стволе орудия камера сгорания и сопловой блок закрыты защитным корпусом для предотвращения их разрушения под действием избыточного давления в процессе выстрела. На внешнебаллистической траектории до момента старта двигателя защитный корпус отделяется от снаряда. Механизмы закрепления и отделения защитного корпуса в данной работе не рассматриваются.

Начальная скорость снаряда после вылета из ствола орудия рассчитывается на основе термодинамического подхода в нульмерной постановке [5].

На основе решения задачи внутренней баллистики была определена зависимость начальной скорости снаряда при вылете из ствола орудия от массы снаряда. При изменении суммарной массы снаряда m_{Σ} за счёт увеличения массы топлива реактивного двигателя от 40 до 70 кг начальная скорость изменяется от 983,4 до 759,1 м/с. Для удобства дальнейших вычислений зависимость начальной скорости от массы была аппроксимирована в виде функции $V_0 = 2461,5 - 400,7 \cdot \ln(m_{\Sigma})$ [2].

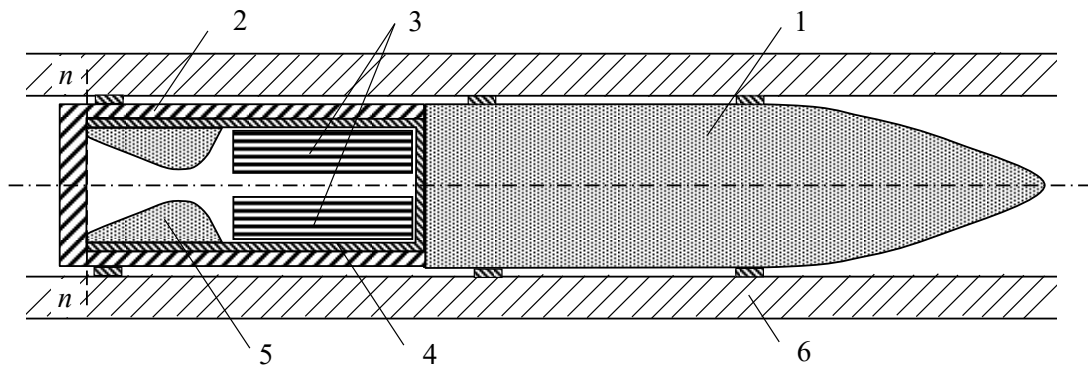


Рис. 1. Схема активно-реактивного снаряда: 1 – активная часть снаряда; 2 – защитный корпус двигателя; 3 – топливный заряд; 4 – камера сгорания; 5 – сопловой вкладыш; 6 – стенка ствола

Математическая модель внутренней баллистики РДТТ

Рассмотрим случай заряда всестороннего горения. Массу топливного заряда m_T и его линейные размеры, длину L_T , внешний D_T и внутренний d_T диаметры, считаем известными. Пренебрегая горением торцов заряда, площадь поверхности горения определяется по формуле $S_T = \pi(D_T + d_T)L_T$, при этом максимальная толщина горящего свода $e_{\max} = \frac{D_T - d_T}{4}$.

Величину давления p_k в камере сгорания двигателя будем задавать. При известном давлении найдем время работы двигателя $\tau = \frac{e_{\max}}{u_1 p_k^v}$. Из равенства [3]

$$S_T \rho_T u_1 p_k^v = \varphi_2 \frac{F_{кр} p_k}{\sqrt{RT_T}} B(k), \quad (1)$$

где ρ_T – плотность топлива, найдём площадь $F_{кр}$ критического сечения сопла.

Здесь u_1 – коэффициент скорости горения топлива в степенном законе скорости горения ($u_1 = \frac{0,01}{(3,92 \cdot 10^6)^v}$ м/с); v – показатель степени в степенном законе скорости горения ($v = 0,3$);

φ_2 – коэффициент расхода ($\varphi_2 = 0,98$); RT_T – сила пороха ($RT_T = 10^6$ м/с²);

$B(k) = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \sqrt{k}$; k – показатель адиабаты ($k = 1,2$).

Задавая давление p_a на срезе сопла (примем $p_a = 0,8$ атм, поскольку снаряд летит в достаточно плотных слоях атмосферы Земли) найдем площадь выходного сечения сопла F_a из соотношения

$$\frac{F_a}{F_{кр}} = \left(\frac{d_a}{d_{кр}} \right)^2 = f \left(\frac{p_a}{p_k} \right), \quad (2)$$

где $d_{кр}, d_a$ – диаметры критического и выходного сечения сопла.

Функция в правой части уравнения (2) определяется на основе методики расчета газодинамики сопла [3] и имеет следующий вид:

$$f \left(\frac{p_a}{p_k} \right) = \frac{\Phi_2 B(k)}{\left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{1-\frac{1}{k}} \right]}}. \quad (3)$$

Тяга двигателя определяется по формуле

$$P_d = \Phi_1 G v_a + F_a (p_a - p_n), \quad (4)$$

где G – расход газов через сопло; v_a – скорость газов в выходном сечении сопла; Φ_1 – коэффициент скорости потока; p_n – внешнее давление.

Расход газов через сопло

$$G = \Phi_2 \frac{F_{кр} p_k}{\sqrt{RT_r}} B(k). \quad (5)$$

Скорость газов в выходном сечении сопла

$$v_a = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_r \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{1-\frac{1}{k}} \right]}. \quad (6)$$

Расчет массогабаритных и прочностных характеристик АРС

При расчете прочности камера сгорания рассматривается как тонкостенная цилиндрическая оболочка, нагруженная внутренним давлением p_k . Расчетная толщина цилиндрической стенки [6]

$$h_k = n \frac{p_k d_k}{2\sigma_T}, \quad (7)$$

где n – коэффициент запаса прочности ($n = 1,3 \dots 1,5$); d_k – диаметр камеры сгорания; σ_T – допустимое напряжение материала стенки для средней температуры ($\sigma_T = 250 \dots 360$ МПа).

Время работы двигателя составляет не более 3 с, поэтому теплозащитных покрытий не предусмотрено.

Масса конструкции реактивного двигателя определяется по формуле

$$m_d = \rho_k \left[\pi d_k (l_k + l_c) + \pi \frac{d_k^2}{4} \right] h_k + m_c, \quad (8)$$

где ρ_k – плотность материала стенки камеры и сопла двигателя; l_k – длина камеры сгорания; l_c – длина сопла; m_c – масса соплового вкладыша.

Масса топлива определяется по формуле

$$m_T = \rho_T \pi \left(\frac{D_T^2}{4} - \frac{d_T^2}{4} \right) L_T. \quad (9)$$

Коэффициент конструктивного совершенства двигателя – отношение пассивной массы двигателя к массе топлива

$$\alpha = \frac{m_d}{m_t}. \quad (10)$$

При расчете напряжений в снаряде по методу А. Ф. Бринка [7] учитывают лишь силу давления пороховых газов и осевую силу инерции корпуса и снаряжения. В качестве допущения принимают также, что материал корпуса в любом сечении будет находиться только в упругом состоянии. За расчетное давление принимают максимальное давление пороховых газов на дно снаряда $p_{\text{сн}}^{\text{max}}$. При этом сила, действующая на дно снаряда,

$$F_d = p_{\text{сн}}^{\text{max}} \frac{\pi d^2}{4},$$

где d – калибр снаряда.

Сила инерции в наиболее напряженном сечении $n-n$, расположенном у дна защитного корпуса (см. рис. 1)

$$F_u = p_{\text{сн}}^{\text{max}} \frac{\pi d^2}{4} \frac{m_1}{m_\Sigma},$$

где m_Σ – общая масса снаряда; m_1 – масса части снаряда, расположенной правее сечения $n-n$, $m_1 = m_\Sigma - m_{\text{дн}}$, $m_{\text{дн}}$ – масса дна защитного корпуса.

Исходя из того, что сила равномерно распределяется по кольцевой площади сечения корпуса снаряда, нормальное напряжение σ , вызываемое ею для рассматриваемого сечения, можно найти по формуле

$$\sigma = \frac{F_u}{S_c},$$

где S_c – площадь поперечного сечения корпуса снаряда.

В области реактивного двигателя толщина цилиндрической стенки корпуса снаряда h_c представляет собой сумму толщины стенки камеры двигателя h_k и защитного корпуса h_3 : $h_c = (h_k + h_3)$. Тогда площадь кольцевого сечения корпуса снаряда вычисляется по формуле

$$S_c = \frac{\pi}{4} (d^2 - (d - 2h_c)^2) \approx \pi d h_c.$$

Допустимое напряжение корпуса снаряда определяется из условия

$$\sigma = \frac{\sigma_T}{n},$$

где σ_T – условный предел текучести материала ($\sigma_T = 650 \dots 850$ МПа). Тогда толщина стенки корпуса снаряда определяется по формуле

$$h_c = n \frac{p_{\text{сн}}^{\text{max}} d}{4 \sigma_T} \frac{m_1}{m_\Sigma}. \quad (11)$$

При расчете массы защитного корпуса будем учитывать толщину корпуса камеры двигателя, поэтому необходимая толщина цилиндрической стенки защитного корпуса $h_3 = (h_c - h_k)$. Масса защитного корпуса определяется по формуле

$$m_3 = \rho_k \left[\pi d_k (l_k + l_c) h_3 + \pi \frac{d_k^2}{4} h_c \right]. \quad (12)$$

Таким образом, суммарная масса активно-реактивного снаряда

$$m_\Sigma = m_{\text{сн}} + m_t + m_d + m_3, \quad (13)$$

где $m_{\text{сн}}$ – масса активной части снаряда.

Математическая модель внешней баллистики

Математическая модель внешней включает систему дифференциальных уравнений движения активно-реактивного снаряда с учетом реактивной силы и момента вращения, а также функции изменения массы снаряда от времени [8].

Уравнение изменения скорости снаряда

$$\frac{dV}{dt} = -g \sin \theta + \frac{P - C_x q S_M}{m}, \quad (14)$$

где g – ускорение силы тяжести; θ – угол наклона траектории; P – сила тяги двигателя; C_x – коэффициент лобового сопротивления; $q = \frac{\rho V^2}{2}$ – скоростной напор воздуха; $S_M = \pi d^2 / 4$ – площадь миделева сечения снаряда.

Функция тяги двигателя определяется по формуле

$$P(t) = \begin{cases} P_d, & t \in [t_d, t_d + \tau_d] \\ 0, & t \notin [t_d, t_d + \tau_d] \end{cases} \quad (15)$$

где t_d – момент старта реактивного двигателя; τ_d – время работы двигателя.

Уравнение изменения массы снаряда

$$\frac{dm}{dt} = -\mu(t) - m_{\text{отд}} \delta(t - t_{\text{отд}}), \quad (16)$$

где $\mu(t)$ – изменение массы снаряда за счет работы двигателя; $m_{\text{отд}}$ – масса отделяемых частей, равная массе защитного корпуса двигателя; $\delta(t - t_{\text{отд}})$ – дельта-функция; $t_{\text{отд}}$ – момент времени отделения защитного корпуса двигателя.

Функция изменения массы снаряда за счет работы РД

$$\mu(t) = \begin{cases} G, & t \in [t_d, t_d + \tau_d] \\ 0, & t \notin [t_d, t_d + \tau_d] \end{cases} \quad (17)$$

Результаты расчетов

Топливный заряд представляет собой цилиндрическую шашку с внешним $D_T = 122$ мм и внутренним $d_T = 10$ мм диаметрами, длиной $L_T = 200$ мм. При плотности топлива $\rho_T = 1600$ кг/м³ масса заряда $m_T = 3,74$ кг.

Расчетные характеристик РДТТ моделируемого АРС при различном давлении в камере сгорания двигателя представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты расчета внутрибаллистических параметров РДТТ

Давление в камере p_k , МПа	4	6	10	15	20	30	40
Диаметр критического сечения $d_{кр}$, мм	25,5	22,3	18,6	16,2	14,6	12,6	11,5
Диаметр выходного сечения d_a , мм	91,0	95,0	104,0	108,0	110,0	115,0	120,0
Сила тяги P_d , кН	3,470	4,008	4,825	5,546	6,173	7,132	7,725
Время работы τ_d , с	2,77	2,47	2,11	1,88	1,72	1,51	1,40
Суммарный импульс I_d , кН с	9,609	9,893	10,195	10,410	10,598	10,792	10,809
Увеличение импульса ΔI_d , %	–	3,0	6,1	8,3	10,3	12,3	12,5

При расчете массовых характеристик принималось: масса активной части снаряда $m_{сн} = 40,0$ кг, масса топлива $m_T = 3,74$ кг.

Необходимая толщина стенки корпуса снаряда $h_c = 13,2$ мм рассчитывается из условия обеспечения прочности корпуса под действием избыточного давления, действующего на дно снаряда в стволе орудия $p_{сн}^{max} = 300$ МПа.

В таблице 2 представлены расчетные массовые характеристики снаряда.

Таблица 2. Массовые характеристики снаряда

Давление в камере p_k , МПа	4	6	10	15	20	30	40
Толщина стенки камеры h_k , мм	1,5	2,2	3,7	5,6	7,6	9,9	13,1
Масса двигателя m_d , кг	1,63	2,49	4,50	6,96	9,62	12,96	17,79
Коэф. конструкт. совершенства двигателя α	0,43	0,66	1,20	1,86	2,57	3,46	4,76
Масса защитного корпуса m_z , кг	14,79 (25 %)	14,45 (24 %)	13,40 (22 %)	11,40 (18 %)	8,96 (14 %)	6,17 (10 %)	2,10 (3 %)
Суммарная масса снаряда m_Σ , кг	60,14	60,67	61,64	62,1	62,32	62,87	63,44

Из таблицы 2 видно, что толщина стенки камеры растет при увеличении давления в камере двигателя. При давлении в камере 40 МПа толщина стенки камеры практически равна необходимой толщине корпуса снаряда, обеспечивающей прочность в стволе орудия, а масса защитного корпуса снаряда уменьшается от 25 до 3 % от общей массы снаряда.

При решении задачи внешней баллистики рассматривались различные время отделения защитного корпуса $t_{отд} \in [0, t_d]$ и время старта двигателя $t_d \in [0, t_n]$, где t_n – общее время полета снаряда.

На рисунке 2 представлены графики зависимости дальности стрельбы от времени $t_d \in [0, t_n]$ при $p_k = 6$ МПа для следующих случаев:

- 1 отделение защитного корпуса сразу после вылета снаряда из ствола, $t_{отд} = 0$ с;
- 2 отделение защитного корпуса перед стартом двигателя, $t_{отд} = t_d$;
- 3 монолитный снаряд с толщиной стенок камеры и сопла, обеспечивающих прочность корпуса снаряда в стволе орудия, при этом отделяется донная часть защитной стенки соплового блока, $m_{отд} = m_{дн}$, где $m_{дн}$ – масса донной защитной стенки соплового блока, закрывающей выходное сечение сопла, $m_{дн} = 2,1$ кг.

Из приведенных графиков видно, что отделение защитного корпуса нужно выполнять непосредственно перед включением двигателя. Это объясняется тем, что для более тяжелого снаряда динамика снижения скорости ниже, так как масса снаряда стоит в знаменателе уравнения изменения скорости (14).

По графикам, представленным на рисунке 2, также можно определить оптимальный момент времени включения двигателя. Для случая 2, когда $t_{отд} = t_d$, оптимальный момент времени включения двигателя $t_d^* = 22$ с.

В таблице 3 представлены результаты расчета дальности стрельбы при различных внешнебаллистических параметрах. Давление в камере двигателя $p_k = 6$ МПа. Для сравнения представлены также результаты расчета для штатного осколочно-фугасного снаряда (ОФС) калибра 152 мм.

На рисунке 3 представлены траектории ОФС и АРС при различных внешнебаллистических параметрах, приведенных в таблице 3.

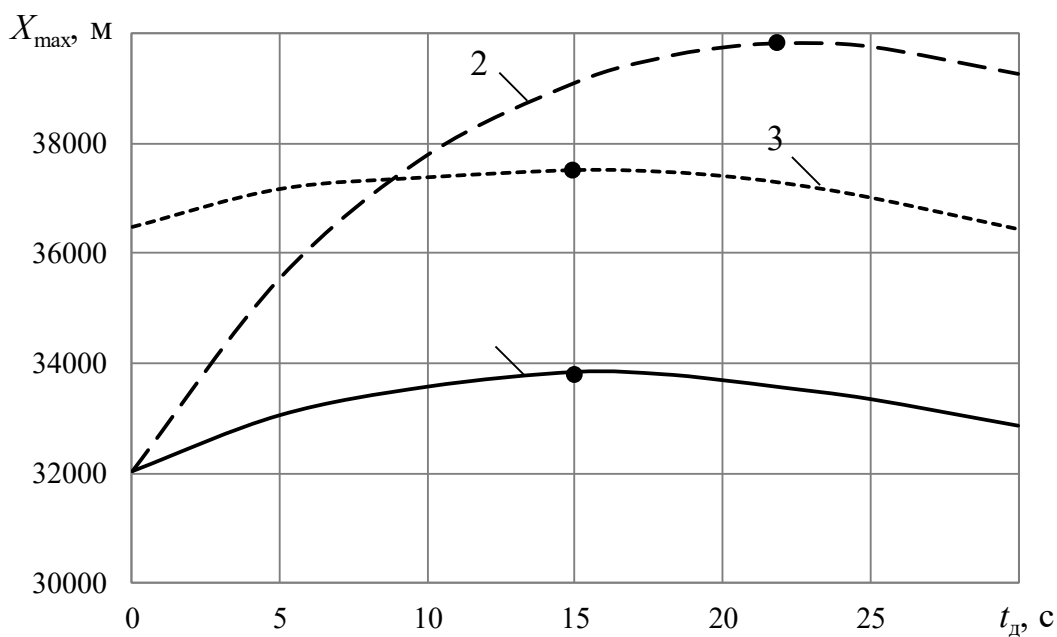


Рис. 2. Зависимость дальности стрельбы от времени старта РД для различных случаев отделения защитного корпуса: 1 – $t_{отд} = 0$ с; 2 – $t_{отд} = t_d$; 3 – $m_{отд} = m_{дн}$; $t_{отд} = 0$ с

Таблица 3. Результаты расчета дальности стрельбы при $p_k = 6$ МПа

№ варианта расчета	1	2	3	4*	5
Тип снаряда	ОФС	АРС			
Момент сброса массы $t_{отд}$, с	–	0	0	22	–
Момент включения двигателя t_d , с	–	0	22	22	15
Угол стрельбы θ_{max} , град	50	54	58	58	58
Максимальная дальность X_{max} , км	28,0	32,0	33,5	39,8	37,5

* – оптимальный вариант.

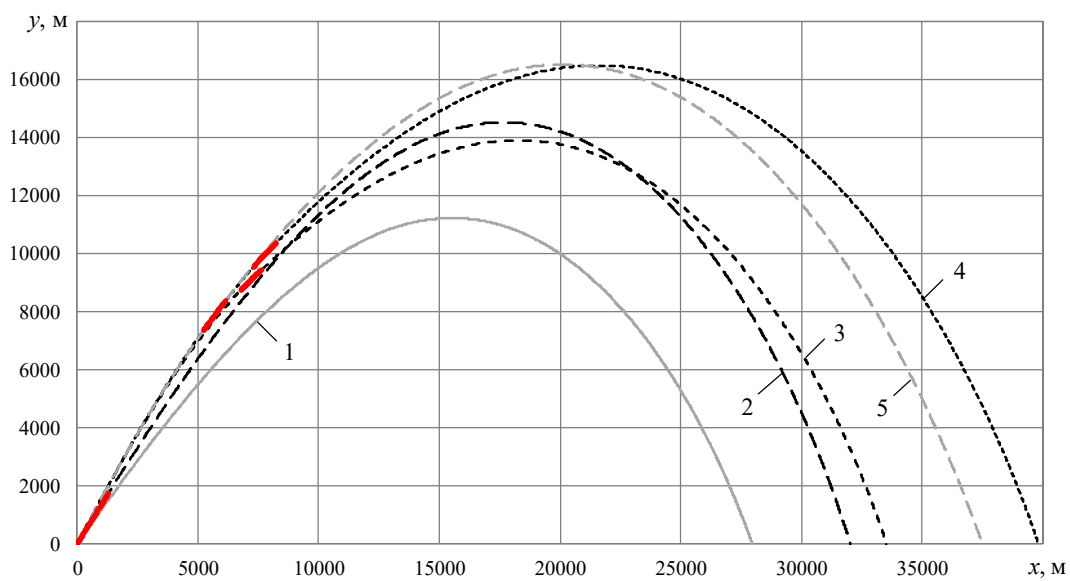


Рис. 3. Траектории ОФС и АРС при различном времени старта РД и моменте отделения защитного корпуса: 1 – ОФС; АРС: 2 – $t_{отд} = 0$ с, $t_d = 0$ с; 3 – $t_{отд} = 0$ с, $t_d = 22$ с; 4* – $t_{отд} = 22$ с, $t_d = 22$ с; 5 – $t_d = 15$ с – без отделения защитного корпуса

В таблице 4 представлены максимальные дальности стрельбы для различных давлений в камере двигателя при отделении защитного корпуса перед стартом двигателя (случай 2).

Таблица 4. Результаты расчета дальности стрельбы при различном давлении в камере двигателя при отделении защитного корпуса перед стартом двигателя (случай 2)

Давление в камере p_k , МПа	4	6	10	15	20	30	40
Время включения двигателя t_d^* , с ($t_{отд} = t_d^*$)	22	22	22	22	20	18	15
Прирост скорости за счет работы двигателя ΔV_d , м/с	216,7	218,7	215,5	209,1	199,6	188,8	170,4
Максимальная дальность X_{max} , км	39,9	39,8	39,5	39,2	38,9	38,6	38,1

Из таблицы 4 видно, что максимальная дальность увеличивается при уменьшении давления в камере сгорания двигателя. Как показали расчеты, это связано с тем, что эффект от снижения массы снаряда при отделении защитного корпуса на 25 %, (см. таблицу 2) преобладает над эффектом увеличения суммарного импульса двигателя на 12,5 % (см. таблицу 1).

Для монолитного снаряда (случай 3) максимальная дальность стрельбы составила 37,5 км. В случае отделяемого защитного корпуса (случай 2) за счет сброса пассивной массы удается увеличить дальность стрельбы до 39,9 км (см. таблицу 4).

Заключение

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Предложена схема активно-реактивного снаряда с защитным корпусом двигателя, отделяемым на траектории. При этом масса двигателя определяется из условия прочности стенки в зависимости от давления в камере сгорания. Толщина стенки защитного корпуса с учетом толщины стенки камеры двигателя определяется из условий прочности корпуса снаряда при внутренней баллистике в стволе орудия.

2. Проведено исследование зависимости максимальной дальности стрельбы от давления в камере сгорания двигателя. Показано, что эффект от снижения массы снаряда при отделении защитного уса (на 25 %), при уменьшении давления в камере, преобладает над эффектом увеличения суммарного импульса двигателя (на 12,5 %) за счет увеличения давления в камере.

3. Определены оптимальные внешнебаллистические условия стрельбы: угол стрельбы, время старта двигателя и время отделения защитного корпуса. Показано, что отделение защитного корпуса двигателя необходимо выполнять непосредственно перед включением двигателя, при этом для более тяжелого снаряда на пассивном участке траектории динамика снижения скорости ниже и дальность стрельбы максимальная. Таким образом, за счет сброса пассивной массы дополнительно можно повысить дальность стрельбы на 2,4 км (6,4 % по отношению к дальности стрельбы монолитного АРС).

Список литературы и источников

1. Королев С. А., Липанов А. М., Русяк И. Г. Исследование путей повышения дальности стрельбы ствольной артиллерии // Вестник ИжГТУ имени М. Т. Калашникова. 2018. – Т. 21, № 3. – С. 185–191. – Текст : непосредственный.
2. Королев С. А., Мансуров Р. Р. Решение задачи максимизации дальности полёта активно-реактивного снаряда с учетом устойчивости движения на всей траектории // Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOC'2023). Липановские чтения : сборник трудов Одиннадцатой Всероссийской конференции и школы-семинара молодых ученых и студентов, Ижевск, 2024. – С. 99–107. – Текст : непосредственный.
3. Липанов А. М., Алиев А. В. Проектирование ракетных двигателей твёрдого топлива : учебник для вузов. – М. : Машиностроение, 1995. – 399 с. – Текст : непосредственный.
4. Баллистика ракетного и ствольного оружия: учебник для вузов / под ред. А. А. Королева, В. А. Комочкова; науч. конс. В.А. Шурыгин. – Волгоград, 2010. – 472с. – Текст : непосредственный.

5. *Русяк И. Г., Липанов А. М., Ушаков В. М.* Физические основы и газовая динамика горения порохов в артиллерийских системах. – М. – Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2016. – 456 с. – Текст : непосредственный.

6. ГОСТ 34233.2–2017 Сосуды и аппараты. Нормы и методы расчета на прочность. Расчет цилиндрических и конических обечаек, выпуклых и плоских днищ и крышек. – М. : Стандартиформ, 2018. – 54 с. – Текст : непосредственный.

7. *Алешин А. С., Чубасов В. А.* Об отдельных вопросах расчета прочности оболочек артиллерийских снарядов различного назначения и определении условий стойкости разрывных зарядов // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. – 2022. – № 4 (124). – С. 50–54. – Текст : непосредственный.

8. *Королев С. А., Мансуров Р. Р.* Разработка математического и программного обеспечения баллистического расчета и оптимизации параметров активно-реактивного снаряда // Интеллектуальные системы в производстве. – 2024. – Т. 22, № 4. – С. 98–107. – Текст : непосредственный.

ПРОГРАММНЫЙ АЛГОРИТМ УПРАВЛЕНИЯ СТРЕЛЬБОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ ДОПОЛНЕННОЙ РЕАЛЬНОСТИ

Д. Г. Нефедов, С. А. Королев

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова,
Ижевск, Россия

Аннотация. Работа посвящена описанию интеллектуальной системы прицеливания при стрельбе в пределах прямой видимости. Данная интеллектуальная система состоит из двух автономных программных блоков. Первый блок представлен настольным приложением, реализующим алгоритм решения прямой задачи внешней баллистики для формирования базы данных вычислительных экспериментов, на основании которых строится нейронная сеть для решения обратной задачи внешней баллистики. Второй блок представляет собой мобильное приложение с элементами дополненной реальности. В нем реализуется алгоритм расчета углов наведения на цель с использованием нейронной модели, обученной в первом блоке. Полученные углы наведения переводятся в координаты прицеливания на экране мобильного устройства.

Ключевые слова: обратная задача внешней баллистики, нейронная сеть, дополненная реальность, интеллектуальная система прицеливания.

Одной из актуальных задач при создании систем вооружения является обеспечение их эффективными алгоритмами наведения снарядов на цель. Для этого широкое применение находят искусственные нейронные сети, обучаемые по данным натурных или вычислительных экспериментов. Также одной из технологий, активно внедряемой в оборонные средства, является дополненная реальность. Она предоставляет возможность наложения виртуальной информации на реальный мир, что может улучшить эффективность работы солдат и операторов баллистических установок.

Целью данной работы является создание алгоритма управления стрельбой в пределах прямой видимости, основанного на использовании искусственных нейронных сетей и технологии дополненной реальности.

Представим прямую задачу внешней баллистики в виде преобразования [1]

$$\mathbf{d} = (\mathbf{P}_k, \tau_k) = \Phi_1(\mathbf{P}_0, V_0, \alpha_{\text{ц}}, \theta_0, \mathbf{A}), \quad (1)$$

где $\mathbf{P}_k = (x_k, y_k, z_k)$ – конечная точка стрельбы (координаты падения снаряда); τ_k – время полета снаряда; $\mathbf{P}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ – начальная точка стрельбы (координаты орудия); V_0 – начальная скорость; $\alpha_{\text{ц}}$ – дирекционный угол цели; θ_0 – угол стрельбы. Вектор \mathbf{A} содержит характеристики снаряда и орудия, геофизические и атмосферные данные.

Обратная задача заключается в нахождении обратного преобразования

$$\mathbf{q} = (\alpha_{\text{ц}}, \theta_0) = \Phi_2(\mathbf{P}_0, \mathbf{P}_{\text{ц}}, V_0, \mathbf{A}), \quad (2)$$

где $\mathbf{P}_{\text{ц}} = (x_{\text{ц}}, y_{\text{ц}}, z_{\text{ц}})$ – координаты цели.

Вследствие того, что ряд факторов, влияющих на стрельбу, может быть неизвестным, решение обратной задачи, полученное по алгоритму, и координаты цели могут отличаться. Погрешность решения обратной задачи $\Delta \mathbf{P}_{\text{ц}} = (\Delta x_{\text{ц}}, \Delta y_{\text{ц}}, \Delta z_{\text{ц}})$ определяется отклонением точки падения снаряда от положения цели:

$$\Delta \mathbf{P}_{\text{ц}} = \mathbf{P}_k - \mathbf{P}_{\text{ц}}.$$

Для уточнения углов наведения на цель решается задача корректировки стрельбы. Представим решение задачи корректировки стрельбы в виде преобразования

$$\mathbf{b} = (\Delta \alpha_{\text{ц}}, \Delta \theta_0) = \Phi_2(\Delta \mathbf{P}_{\text{ц}}, D, \mathbf{A}), \quad (3)$$

где $\Delta\alpha_{\text{ц}}, \Delta\theta_0$ – поправки к углам наведения на цель; D – дальность стрельбы,
 $D = \sqrt{(x_{\text{ц}} - x_0)^2 + (z_{\text{ц}} - z_0)^2}$.

Стрельба из любой баллистической установки связана с наличием рассеивания снарядов [3]. Это обусловлено наличием погрешностей параметров снаряда (массы и формы), начальных условий (скорости и углов наведения) и других возмущающих факторов (биения, вибрации, турбулентность атмосферы).

Размеры эллипса рассеивания представим в виде зависимостей

$$R_x = R_x(D), R_z = R_z(D),$$

где R_x, R_z – размеры эллипса рассеивания в продольном и поперечном направлении относительно направления стрельбы.

Зависимости $R_x(D), R_z(D)$ определяются на основе статистической обработки экспериментальных данных, либо путем имитационного моделирования при известных допусках на параметры орудия и снарядов.

С помощью алгоритма численного решения прямой задачи внешней баллистики проводится серия расчетов для рассматриваемой артиллерийской системы с изменением величины углов $\alpha_{\text{ц}}$ и θ_0 , параметров вектора \mathbf{A} : температура и давление воздуха, направление α_w и скорость w ветра и др. Таким образом, для анализа получаем таблицу данных:

$$(\mathbf{x}^h; \mathbf{z}^h) = (x_0^h, y_0^h, z_0^h, V_0^h, \alpha_{\text{ц}}^h, \theta_0^h, \alpha_w^h, w^h, \dots; x_k^h, y_k^h, z_k^h, \tau_k^h), h = \overline{1, H},$$

где H – объем выборки.

Для решения задачи наведения на цель (2) в качестве входных параметров используются: координаты установки $\mathbf{P}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, координаты цели $\mathbf{P}_{\text{ц}} = (x_{\text{ц}}, y_{\text{ц}}, z_{\text{ц}})$; выходными параметрами являются углы наведения $\alpha_{\text{ц}}, \theta_0$. Для решения задачи корректировки стрельбы (3) в качестве входных параметров используются: дальность стрельбы D и отклонение точки падения снаряда от цели $\Delta\mathbf{P}_{\text{ц}} = (\Delta x_{\text{ц}}, \Delta y_{\text{ц}}, \Delta z_{\text{ц}})$; выходными параметрами являются поправки к углам наведения $\Delta\alpha_{\text{ц}}, \Delta\theta_0$.

Обучение нейронной сети производится на основе данных вычислительных и натуральных экспериментов. Путем решения прямой задачи внешней баллистики для предполагаемых баллистических параметров системы формируется база данных вычислительных экспериментов для широкого диапазона изменения параметров стрельбы. В базе данных фиксируются точки падения снарядов $\mathbf{P}_k = (x_k, y_k, z_k)$, которые соответствуют координатам цели $\mathbf{P}_{\text{ц}} = (x_{\text{ц}}, y_{\text{ц}}, z_{\text{ц}})$ при решении обратной задачи. Затем по аналогичным данным натурального эксперимента на установке производится дообучение сети с учетом реальных баллистических параметров.

Программная реализация решения прямой и обратной задач внешней баллистики реализована в виде настольного приложения [3] на языках программирования C# и Python с использованием библиотеки Keras. Полученная в результате обучения нейронная сеть в формате текстового файла загружается на пульт управления артиллерийского орудия. При оснащении пульта управления планшетом или смартфоном с камерой положение цели и координат падения снаряда может быть отображено непосредственно на экране. В этом случае углы наведения ствола орудия можно связать с углами наклона мобильного устройства, а изображение мишени на экране дополнить виртуальным целеуказателем. Общая схема алгоритма управления стрельбой с использованием дополненной реальности представлена на рисунке.

Данный алгоритм работы интеллектуальной системы наведения с использованием технологии дополненной реальности состоит в следующем:

1) на экране мобильного устройства выбирается цель; определяются координаты установки (x_0, y_0, z_0) и цели $(x_{\text{ц}}, y_{\text{ц}}, z_{\text{ц}})$ в земной системе координат;

2) путем решения обратной задачи для предполагаемых условий стрельбы определяются углы наведения $(\alpha_{ц}, \theta_0)$, отображаемые на экране мобильного устройства в виде виртуального целеуказателя;

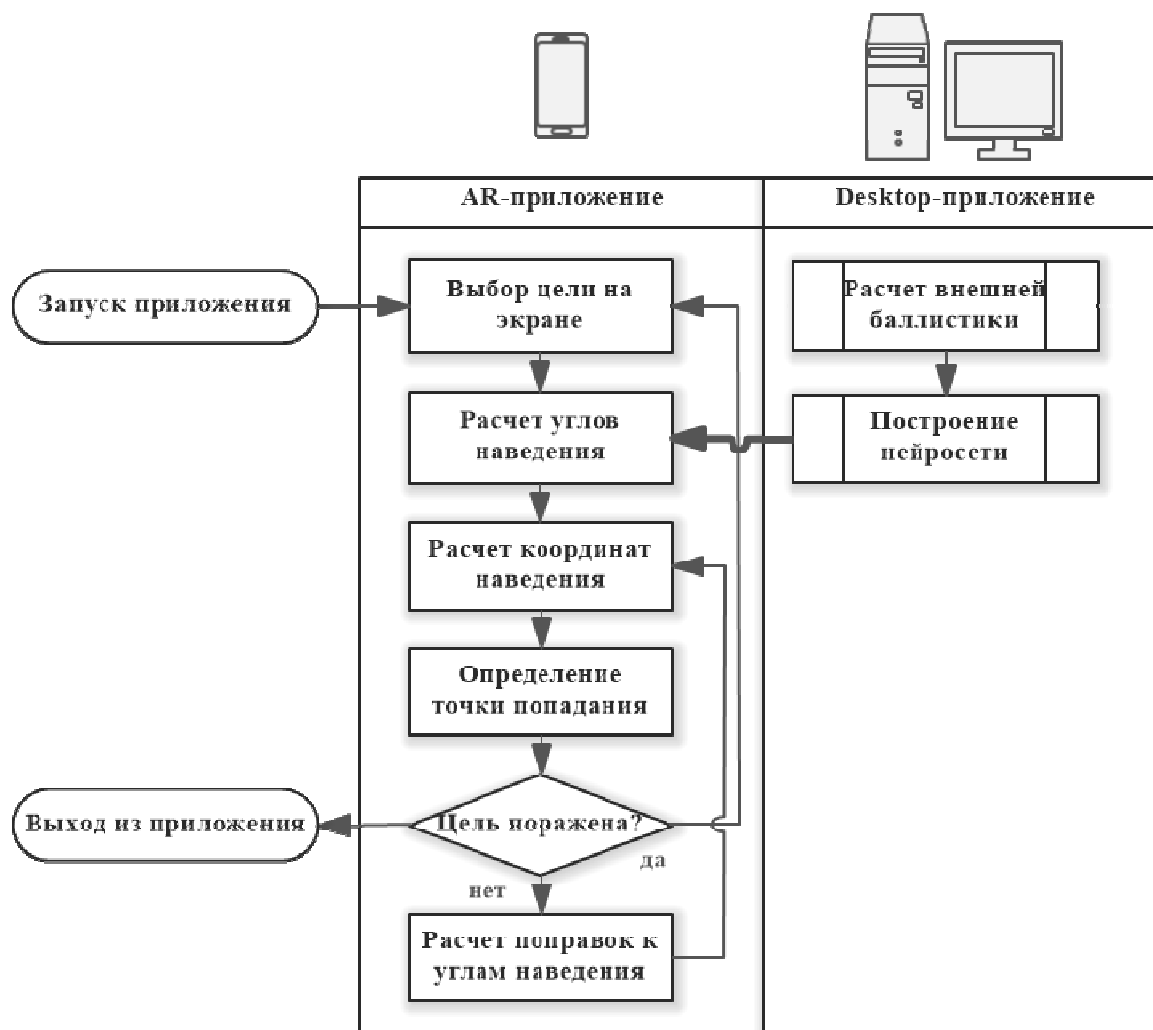


Рис. 1. Программные компоненты интеллектуальной системы наведения

3) выполняется выстрел;

4) в системе оценки поражения мишени определяется отклонение точки падения снаряда от цели $(\Delta x_{ц}, \Delta y_{ц}, \Delta z_{ц})$;

5) если отклонение от цели не выходит за границы эллипса рассеивания (выполняется условие $\left(\frac{\Delta x_{ц}}{R_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z_{ц}}{R_z}\right)^2 \leq 1$, R_x, R_z – радиусы эллипса рассеивания по координатным направлениям), то выстрел считается «точным», переход к п. 1 (выбор новой цели) или к п. 3 (стрельба по текущей цели), в противном случае производится корректировка стрельбы, переход к п. 6;

6) из решения задачи корректировки стрельбы определяются поправки к углам наведения $(\Delta \alpha_{ц}, \Delta \theta_0)$, отображаемые на экране мобильного устройства в виде скорректированного виртуального целеуказателя, переход к п. 3.

Представленный алгоритм наведения на цель может быть использован для повышения точности стрельбы прямой наводкой без дополнительной пристрелки.

Список литературы и источников

1. *Королев С. А., Нефедов Д. Г., Русяк И. Г.* Интеллектуальная система автономного наведения и корректировки стрельбы из артиллерийской установки // Интеллектуальные системы в производстве. – 2024. – Т. 22, № 3. – С. 85–91. – Текст : непосредственный.
2. Баллистика ствольных систем / В. В. Бурлов [и др.]. ; РАРАН ; под ред. Л. Н. Лысенко и А. М. Липанова. – М. : Машиностроение, 2006. 461 с. – Текст : непосредственный.
3. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ 2023615914, 20.03.2023. Программа расчета углов наведения и корректировки стрельбы на основе интеллектуального анализа данных о положении цели и отклонений снарядов от цели / С. А. Королев, Д. Г. Нефедов, И. Г. Русяк. Заявка № 2023614222 от 06.03.2023. – Текст : непосредственный.

СТРУКТУРА, ВОЗМОЖНОСТИ И НАЗНАЧЕНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ЦИФРОВОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И АНАЛИЗА СИСТЕМ РАКЕТНО-Артиллерийского вооружения

И. Г. Русяк, В. Г. Суфиянов, С. А. Королев

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. В последнее время технологии математического моделирования шагнули далеко вперед. Соединение цифровизации и автоматизации с возможностями искусственного интеллекта, создают совершенно новые перспективы при моделировании, проектировании и отработке систем ракетно-артиллерийского вооружения. В этой связи гонка вооружений напрямую связана с гонкой вычислительных технологий, позволяющих проводить поиск и отработку новых технических решений в режиме online, что крайне важно при ведении военных действий в современную эпоху. В работе представлен проект создания единой платформы решения взаимосвязанных баллистических задач.

Ключевые слова: ракетно-артиллерийское вооружение, информационное обеспечение, структура, возможности, программное обеспечение, управление данными.

Целью предпринимаемых усилий является разработка программно-вычислительного комплекса цифрового моделирования и проектирования систем ракетно-артиллерийского вооружения. При этом решаются следующие задачи:

1. Разработка специализированного вычислительного модуля цифрового инженерного моделирования для проектирования систем ракетно-артиллерийского вооружения с использованием визуальных технологий и интеллектуальных сред.

2. Разработка методологии создания базы данных цифровых двойников систем ракетно-артиллерийского вооружения.

3. Разработка цифрового двойника испытательного полигона и АРМ руководителя полигонных испытаний ракетно-артиллерийского вооружения.

Ключевая задача – создание математического аппарата и прикладного программного обеспечения, доведенного до уровня промышленного внедрения в работу предприятий и организаций ОПК.

Объектами моделирования и проектирования являются:

- артиллерийские системы;
- малокалиберное пушечное вооружение;
- скорострельные пушки;
- активно-реактивные системы;
- гранатометы;
- легкогазовые пушки. Многоступенчатые артиллерийские системы;
- боеприпасы различных физических принципов.

Повышение производительности НИР и НИОКР при разработке систем ракетно-артиллерийского вооружения обусловлено применением новых технологий высокопроизводительных вычислений и суперкомпьютерного моделирования баллистических процессов. Данные технологии основаны на более совершенных физико-математических моделях, позволяющих проводить серийные расчеты и более эффективно решать задачи проектирования ракетно-артиллерийских систем вооружения. В этой связи необходимо разработать:

4. Комплекс математических моделей трехмерного визуального компьютерного моделирования нестационарных сопряженных процессов выстрела.

5. Специализированный вычислительный модуль суперкомпьютерного проектирования, математического моделирования и отработки систем ракетно-артиллерийского вооружения.

6. Программно-вычислительный комплекс конфигурации и визуализации полигонных испытаний.

Программно-вычислительный комплекс цифрового моделирования и анализа ракетно-артиллерийского вооружения (ПВК ЦМА РАВ) – компьютерная модель, базирующаяся на физико-математическом предсказательном моделировании быстропротекающих процессов с использованием технологий виртуальной реальности.

ПВК ЦМА РАВ может применяться на различных жизненных циклах изделий ракетно-артиллерийского вооружения:

- НИР, НИОКР и конструкторско-технологической отработки;
- изготовления опытных образцов;
- испытания;
- производства;
- использования;
- утилизации и др.

В мире существует множество разнообразных программ для моделирования систем ракетно-артиллерийского вооружения. Отметим наиболее известное зарубежное программное обеспечение (ПО).

1. Программное обеспечение для расчета внутренней баллистики [1, 2]: IBHVG2 (Interior Ballistics of High Velocity Guns), STANAG 4367, XNOVAKTC, PROPEP (Propellant Evaluation Program) и др.

2. Программное обеспечение для расчета внешней баллистики [3-6]: Prodas (Projectile Rocket Ordnance Design and Analysis System), BALCO, HTRAJ, STANREC 4618, Ballistic Explorer, QuickLOAD/QuickTARGET, и т.д. Расчет аэродинамических характеристик снаряда OpenFOAM [7], ANSYS [8], ЛОГОС [9] и др.

3. Расчеты конечной баллистики проводятся в программном обеспечении для моделирования высокоскоростных ударов, взрывов и взаимодействия материалов общего назначения LS-DYNA [8], AUTODYN [8], Abaqus [10], Nastran [11], HyperWorks [12], ЛОГОС [9] и др.

4. Программное обеспечение для проведения полигонных испытаний, автоматизации сбора и анализа результатов испытаний: TRAC-BALLISTICS [13], ORIGIN [14], NI LabVIEW [15], DASYLab [16] и др.

Как следует из вышеперечисленного, существует достаточно много ПО, в основном иностранного, которое предназначено для решения различных баллистических задач.

В связи с быстроменяющимися требованиями к тактико-техническим характеристикам новых образцов вооружения и военной техники необходимы новые подходы в области проектирования и разработки ракетно-артиллерийского вооружения, создания программного обеспечения для математического моделирования различных баллистических процессов, которое позволяло бы модифицировать существующие и создавать перспективные образцы, при этом соблюдая соответствующую степень безопасности и конфиденциальности.

На рисунке 1 представлена структура разрабатываемой единой платформы решения комплекса баллистических задач.

Единая платформа решения комплекса баллистических задач состоит:

- из программных комплексов (ПК) с графическим пользовательским интерфейсом для моделирования и визуализации процессов внутренней, внешней и конечной баллистики, а также полигонных испытаний;
- элементов CAD/CAE (англ. Computer-aided design and engineering) для проектирования, визуализации и численного моделирования различных баллистических процессов;
- элементов PDM (англ. Product data management) для управления данными: обработки, анализа, постобработки и представления данных.

Разработка единой платформы решения баллистических задач предполагает использование внешних программных модулей, таких как, геометрическое ядро C3D Toolkit и генератор отчетов «Быстрые отчеты».

В качестве хранилища данных необходимо использовать промышленную СУБД, например, PostgreSQL, которая обеспечивает целостность данных и обладает рядом преимуществ перед другими СУБД.

Особо выделим ПК «Полигонные испытания», который предназначен для визуализации результатов моделирования баллистических процессов и обработки результатов полигонных испытаний.

Важно отметить, что для моделирования многих процессов необходимо иметь конструкторскую документацию, по которой строится геометрия, определяются физические и тактико-технические параметры изделий. В этой связи необходимо обеспечить единые форматы передачи данных при взаимодействии со сторонними организациями и структурами.

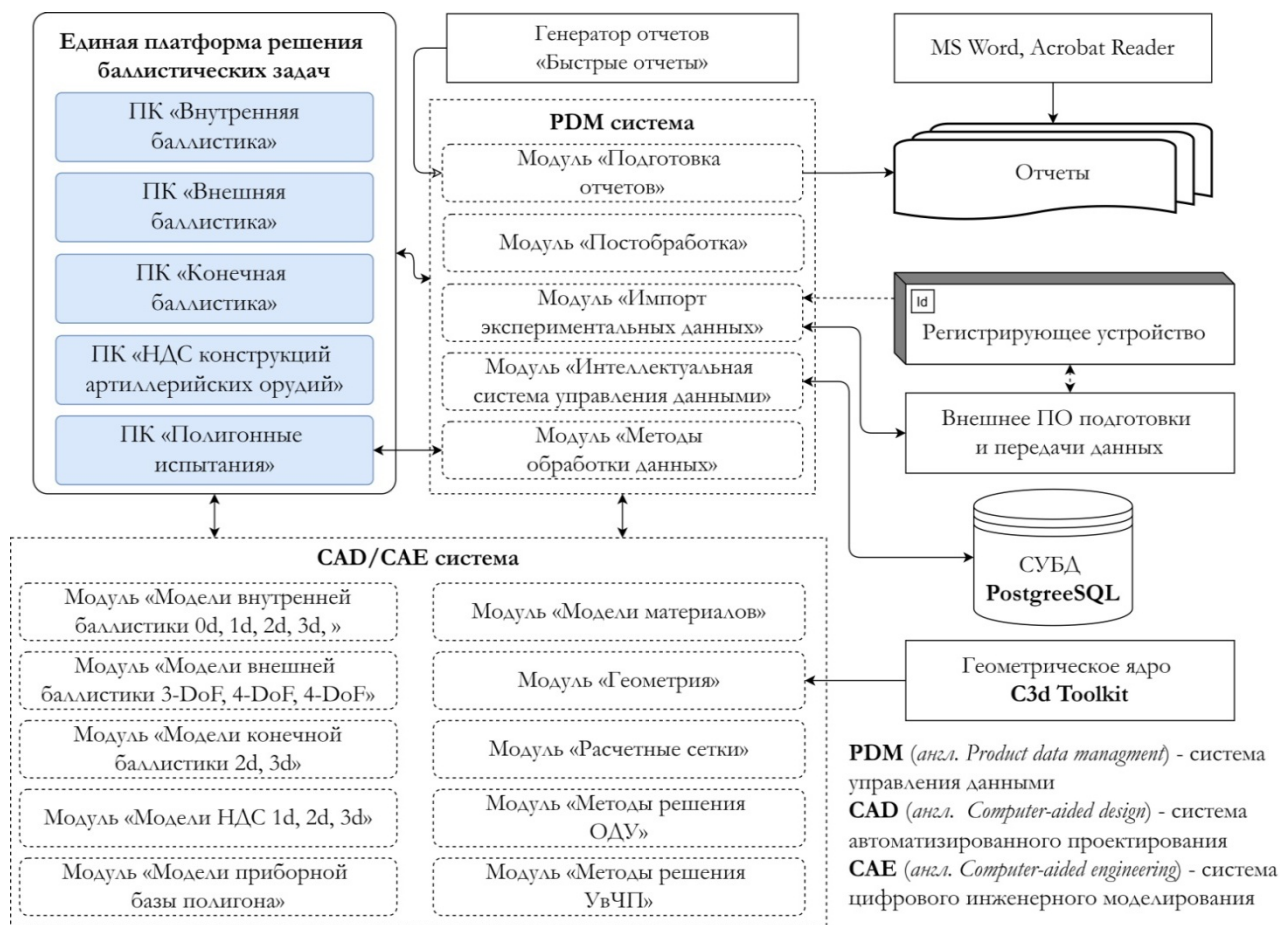


Рис. 1. Структура единой платформы решения баллистических задач

Модульность программного комплекса обеспечивается наличием API (англ. Application program interface) – программного интерфейса всех элементов единой платформы решения баллистических задач. Этот принцип позволяет использовать отдельные модули для проектирования программного обеспечения, не связанного с ракетно-артиллерийской тематикой.

Разработка современного ПО идет по пути универсализации методов и функций для решения одинаковых задач. Например, когда рассматриваем ПО для разработки интеллектуальных методов обработки данных, методов машинного обучения, в частности нейронных сетей глубокого обучения, то с течением времени становятся более унифицированными библиотеки scikit-learn и MLlib, Tensorflow и PyTorch.

Такие же процессы происходят в других областях разработки ПО. Например, реализация API графического ядра C3D Toolkit (альтернатива Parasolid), являющейся основой создания CAD/CAE-систем, было внедрено в большое число самых разнообразных продуктов (Компас 3D, ЛОГОС, NanoCAD и др.).

Аналогичные принципы должны быть заложены при разработке единой платформы решения баллистических задач. Разрабатывая каждый модуль необходимо разработать API, обеспечивающий возможность использования реализованных в ней функций в Python, C#, C, C++ и других языках программирования. Таким образом, разрабатывая или адаптируя программное обеспечение можно использовать предыдущие наработки, обращаясь к разработанным ранее модулям через API.

На рисунке 2 представлена схема обращения к модулям единой платформы решения баллистических задач.

В частности, представлена схема взаимодействия с API при разработке графического пользовательского интерфейса ПК «Внутренняя баллистика» на языке программирования C#, обращение среды программирования Jupyter Notebook к функциям модулей на языке Python, разработка на основе платформы других программ в области внутренней баллистики в IDE MS Visual Studio, PyCharm и др.

Важнейшим элементом развития единой платформы решения баллистических задач является применение элементов искусственного интеллекта для поиска в большинстве случаев неструктурированной информации, анализа и подготовки данных для модификации существующих или проектирования новых систем вооружений. В этой связи в структуре платформы представлен модуль «Интеллектуальная система управления данными».

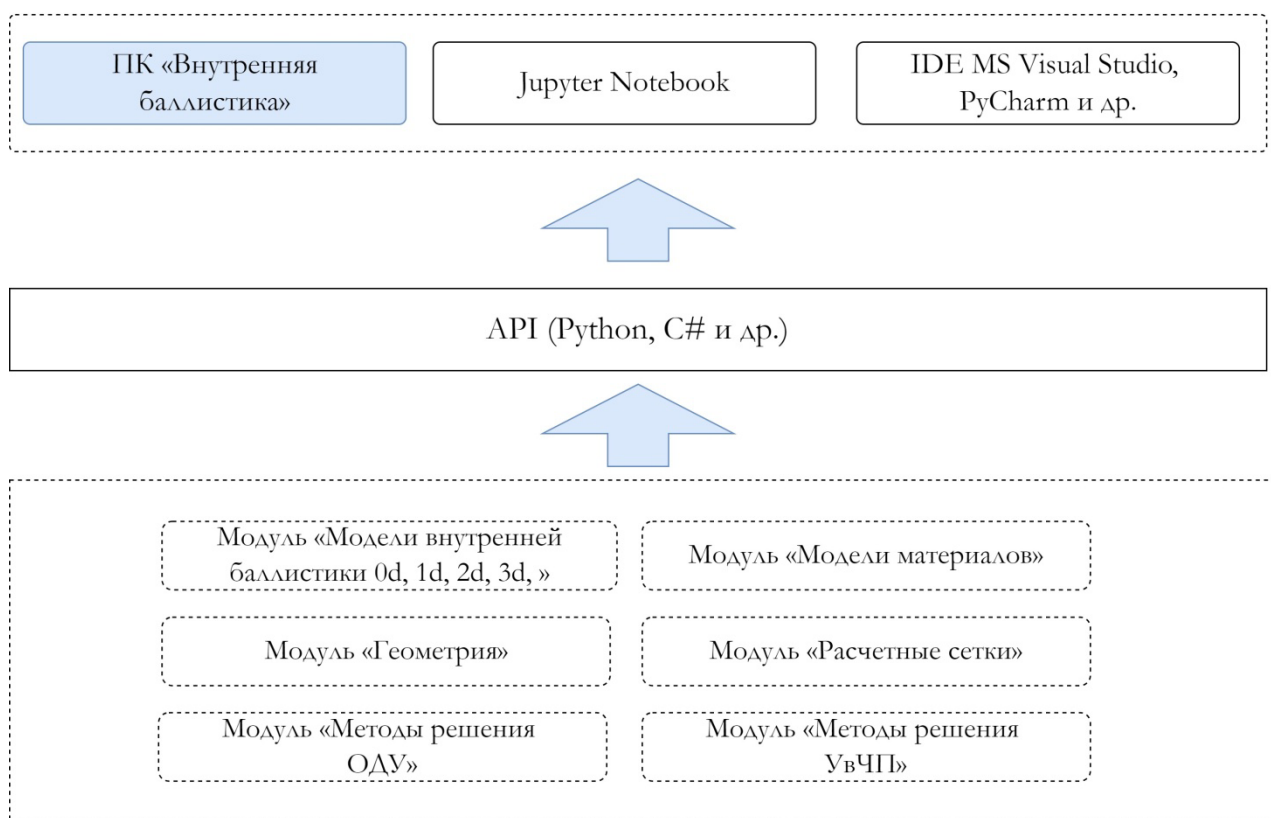


Рис. 2. Схема взаимодействия с модулями в единой платформе решения баллистических задач

Необходимым элементом специализированного вычислительного модуля цифрового моделирования и проектирования является единая информационная среда для получения, обработки, хранения и анализа исходных данных и результатов расчетов взаимосвязанных баллистических задач.

Концептуальная модель структуры информационного обеспечения решения взаимосвязанных баллистических задач представлена на рисунке 3.

Информационное обеспечение включает модуль «Интеллектуальная система управления данными» и базу данных (БД) необходимой информации для решения баллистических задач.

База данных состоит из взаимосвязанных информационных блоков:

- системы и конструкции – содержит структурированную информацию по составляющим ракетно-артиллерийского комплекса;
- материалы и среды – содержит механические, тепловые и термодинамические характеристики конструкционных и энергетических материалов, используемых в ракетно-артиллерийских системах, а также жидкостей и газов;
- условия выстрела – содержит баллистические, метеорологические и геофизические условия выстрела, а также возможные ограничения и целевые параметры баллистических процессов;
- результаты расчета – содержит непосредственно массивы расчетных данных, а также результаты постпроцессорной обработки.

Модуль «Интеллектуальная система управления данными» работает с внешними источниками информации: текстовые, числовые, графические данные. Предусмотрена возможность представления параметров артиллерийских систем в различных размерностях, а также перевод из одной размерности в другую. Для исключения ошибок при вводе информации проводится проверка данных на основе характерных диапазонов изменения, зависимостей и правил, формирующих базу знаний для рассматриваемой предметной области [17]. Параметры, заносимые в БД, проходят интеллектуальный анализ и обработку данных, которые позволяют восполнить недостающую информацию [18, 19].

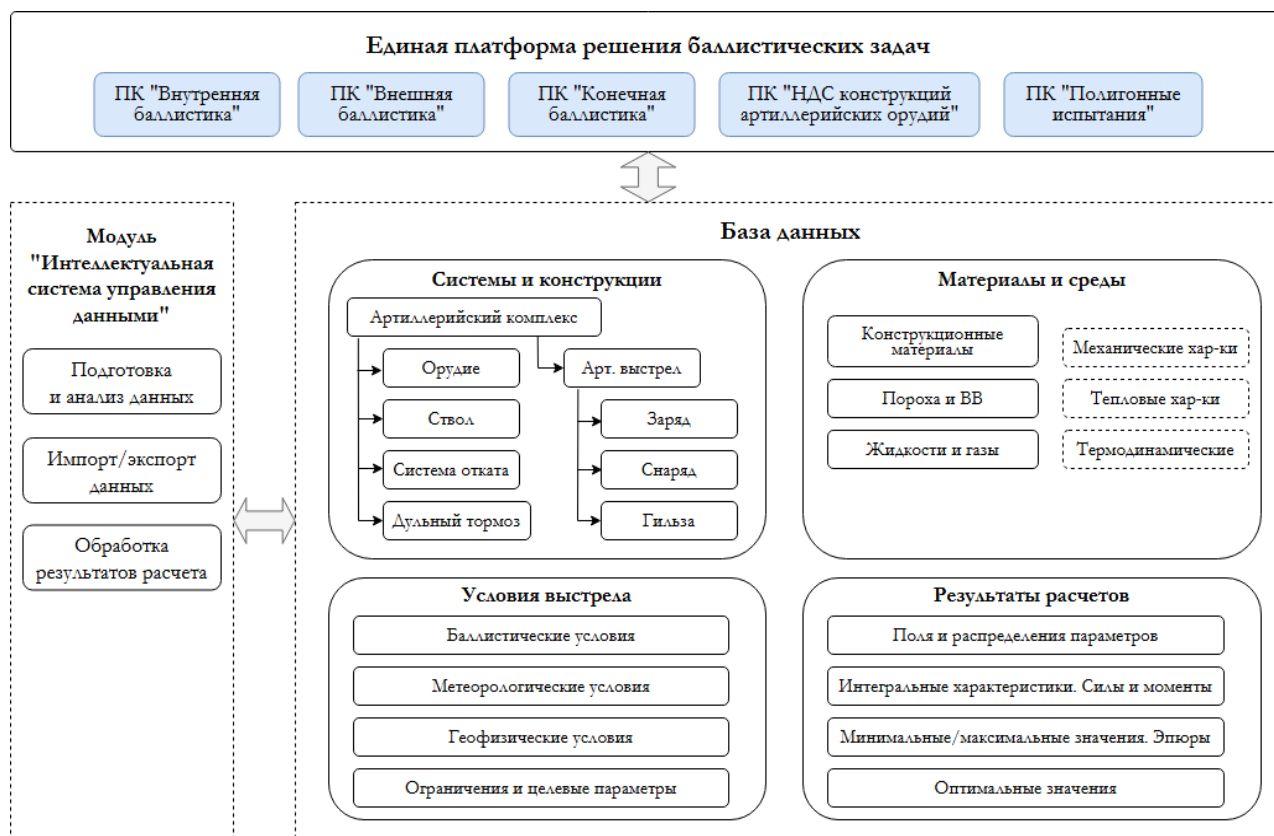


Рис. 3. Структура информационного обеспечения

Интеллектуальная система управления данными включает алгоритмы импорта/экспорта данных в различные форматы представления информации в CAD/CAE системах [20]. По результатам расчетов предусмотрена возможность автоматизированного построения отчетов в одном из predefined в системе форматов, а также в формате, конструируемом непосредственно пользователем.

Алгоритмы системы управления данными ориентированы на работу как с фиксированной структурой данных, так и с неструктурированными данными. Это обеспечивает гибкость

структуры БД и возможность ее изменения под индивидуальные потребности конечных пользователей.

Неотъемлемыми элементами единой платформы решения баллистических задач является верификация и валидация программных комплексов.

Верификация (установления факта правильности решения уравнений) – внутреннее тестирование вычислительных модулей, проводимое силами разработчиков, которое включает в себя:

- разработку аналитических тестов с точными решениями краевой задачи для характерных классов задач;
- проведение анализа эффективности различных приближений, численных методов;
- сравнение эффективности созданных пакетов программ с отечественными и зарубежными аналогами.

Валидация (установления факта, что решены правильные уравнения) – внешнее тестирование, осуществляемое заказчиками или привлекаемыми экспертными группами и направленное:

- на привлечение экспериментальной базы предприятий для доведения программного обеспечения до уровня, обеспечивающего требуемую адекватность цифрового моделирования;
- осуществление оценки качества;
- выработку критериев и рекомендаций по повышению уровня разработки;
- поиск и устранение «нетривиальных ошибок».

Заключение

1. Повышение производительности НИР и НИОКР при разработке систем ракетно-артиллерийского вооружения обусловлено применением новых технологий высокопроизводительных вычислений и суперкомпьютерного моделирования баллистических процессов, основанных на более совершенных физико-математических моделях для проведения серийных расчетов с целью эффективного решения задач проектирования артиллерийского выстрела.

В этой связи необходимо:

- разработать весь комплекс математических моделей визуального компьютерного моделирования нестационарных сопряженных процессов выстрела различной размерности;
- разработать специализированный вычислительный модуль, суперкомпьютерного проектирования, математического моделирования и отработки систем ракетно-артиллерийского вооружения;
- разработать программно-вычислительный комплекс конфигурации и визуализации полигонных испытаний, позволяющий создавать новые элементы моделирования трехмерных объектов, конфигурировать карты местности, размещать элементы инфраструктуры, предназначенный для анализа, оптимизации, принятия управленческих решений на основе обработки информации по результатам моделирования и отработки систем ракетно-артиллерийского вооружения.

2. Создание и внедрение суперкомпьютерных технологий цифрового моделирования в проектирование и конструирование систем ракетно-артиллерийского вооружения представляет собой комплексную задачу. Для ее решения особую актуальность приобретают следующие вопросы:

- кооперация науки, промышленности и образования;
- разработка новых и усовершенствование существующих физико-математических моделей, ориентированных на высокоточное моделирование;
- построение экономичных методов численного решения основных классов краевых задач;
- исследование и обоснование свойств численных методов с ориентацией на многомерные нелинейные связанные задачи;

- разработка эффективных методов распараллеливания для суперЭВМ различной архитектуры;
- разработка научно-методической базы верификации численных методов и алгоритмов решения многомерных нелинейных связанных задач.

Список литературы и источников

1. Ongaro F., Robbe C., Papy A., Stirbu B., Chabotier A. (2024) Modelling of internal ballistics of gun systems: A review. *Defence Technology*, vol. 41, pp. 35-58. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.dt.2024.05.004>. – Текст : электронный.
2. Brown E. D. (1995) An Introduction to PROPEP. A Propellant Evaluation Program for Personal Computers. *Journal of Pyrotechnic*, no. 1, pp. 11-18. – URL: https://www.jpyro.co.uk/wp-content/uploads/j01_11_htfsr.pdf. – Текст : электронный.
3. PRODAS V3.5 // Arrow Tech Software Products – URL: <https://www.prodas.com/Documents/Arrow Tech Software Products Catalog June 202013.pdf>. – Текст : электронный.
4. Wey P., Corriveau D., Saitz T.A., de Ruijter W., Strömbäck P. (2016) BALCO 6/7-DoF trajectory model. In *Proceedings of the 29th International Symposium on Ballistics*, Edinburgh, Scotland, 9=13 May 2016; vol. 1, pp. 151-162. – URL: https://www.researchgate.net/publication/311858619_BALCO_67-DoF_Trajectory_Model. – Текст : электронный.
5. Ballistic Explorer. – URL: <https://oehler-research.com/ballistics-explorer/>. – Текст : электронный.
6. QuickLOAD. QuickTARGET 3.9 – URL: <https://quickload.co.uk>. – Текст : электронный.
7. OpenFOAM – URL: <https://www.openfoam.com>. – Текст : электронный.
8. Ansys: Engineering Simulation Software – URL: <https://www.ansys.com>. – Текст : электронный.
9. Пакет программ ЛОГОС – URL: <https://logos-support.ru>. – Текст : электронный.
10. Abaqus – URL: <https://www.3ds.com/products/simulia/abaqus>. – Текст : электронный.
11. MSC Nastran. Multidisciplinary structural analysis – URL: <https://hexagon.com/products/product-groups/computer-aided-engineering-software/msc-nastran>. – Текст : электронный.
12. Лаборатория «Вычислительная механика» CompMechLab – URL: <https://hyperworks.compmechlab.ru/>. – Текст : электронный.
13. Trajectory-Based Route Analysis and Control (TRAC) – URL: <https://software.nasa.gov/software/ARC-16433-1>. – Текст : электронный.
14. Origin – URL: <https://www.originlab.com/origin>. – Текст : электронный.
15. LabVIEW – URL: <https://www.ni.com>. – Текст : электронный.
16. DASyLab – URL: <https://digilent.com/>. – Текст : электронный.
17. Костин А. В. База знаний как инструментарий решения задач в экономической, социальной и производственной сферах / под ред. М. А. Ягольнищера. – Новосибирск : Изд-во ИЭОПП СО РАН, 2023. – 160 с. – Текст : непосредственный.
18. Наумов Р. К., Самылкин М. С., Копейкин М. В. Способы интеллектуального анализа данных средствами СУБД // *Научный результат. Информационные технологии*. – 2021. – Т.6, №2. – С. 32–40. – Текст : непосредственный.
19. Цымблер М. Л. Обзор методов интеграции интеллектуального анализа данных в СУБД // *Вестник ЮУрГУ. Серия: Вычислительная математика и информатика*. – 2019. – № 2. – С. 32–62. – Текст : непосредственный.
20. Щеглов Д. К. Методы и средства выбора системы управления проектными данными конструкций летательных аппаратов // *Навигация и управление движением : материалы докладов X Юбилейной конференции молодых ученых / под общей ред.: В. Г. Пешехонова, О. А. Степанов (научный редактор)*. – 2008. – С. 185-192. – Текст : непосредственный.

НЕЙРОСЕТЕВЫЕ МОДЕЛИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ КОНТРБАТАРЕЙНОЙ БОРЬБЫ

В. Г. Суфиянов, И. Р. Подлесных

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск,

Аннотация. В работе представлены результаты разработки нейросетевых моделей, предназначенных для восстановления внешнебаллистической траектории движения снаряда по зафиксированному участку траектории. Проведен обзор литературных источников, в которых представлены примеры использования нейросетевых моделей для решения задачи восстановления траектории. Как показал анализ, в большинстве случаев используются две архитектуры нейронных сетей глубокого обучения: сверточные нейронные сети и рекуррентные нейронные сети. В работе представлен алгоритм восстановления траекторий движения снарядов и реализована модель сверточной нейронной сети. Нейронная сеть обучалась на синтетических модельных данных, представлен пример решения задачи. Определены точность восстановления траекторий, точки стрельбы и точки падения снаряда в зависимости от величины случайных ошибок измерений.

Ключевые слова: восстановление траектории движения снаряда, сверточные нейронные сети, рекуррентные нейронные сети, контрбатарейная борьба.

Одной из важных задач контрбатарейной борьбы является восстановление точки стрельбы и всей траектории по зафиксированному радиолокатором участку траектории. В такой постановке данная задача относится к классу обратных задач внешней баллистики. Сложность решения этой задачи заключается в том, что в большинстве случаев неизвестны параметры снаряда, а его координаты измеряются с некоторой погрешностью.

К традиционным и широко используемым методам решения задачи восстановления траектории движения снаряда, можно отнести методы экстраполяции, фильтрации Калмана, цепи Маркова, численные модели внешней баллистики. Процесс решения обратной задачи обычно включает три этапа [1]:

- 1) радиолокационная станция (РЛС) с определенной частотой дискретизации фиксирует часть траектории движения снаряда по восходящей дуге, которая представляет собой последовательность пространственных координат снаряда в последовательные моменты времени;
- 2) на основе упрощенной баллистической модели в сочетании с алгоритмами отслеживания и фильтрации оцениваются баллистические параметры снаряда;
- 3) на основе уточненной баллистической модели восстанавливается траектория движения снаряда и определяется точка стрельбы.

В последнее время в зарубежной литературе публикуются работы, связанные с использованием методов искусственного интеллекта для решения задач контрбатарейной борьбы [1, 2, 3]. В большинстве случаев для анализа траекторий снарядов используются современные нейросетевые технологии анализа сигналов: CNN (сверточные нейронные сети), RNN (рекуррентные нейронные сети) и MDN (нейронная сеть, основанная на смеси плотностей распределения).

Обучение нейронных сетей требует наличие подготовленного набора исходных данных. В работе использовались синтезированные данные, полученные на основе решения прямой задачи внешней баллистики, при различных начальных углах стрельбы, были смоделированы наборы траекторий снарядов различных типов. Дополнительно на расчетную траекторию накладываются ошибки измерения по дальности и угловым координатам в зависимости от технических характеристик локатора: эффективная ширина спектра сигнала, отношение сигнал/шум, ширина диаграммы направленности антенны.

В данной статье представлен пример решения задачи восстановления траектории при известном типе 152-мм осколочно-фугасного (ОФ) снаряда.

Постановка задачи контрбатарейной борьбы

Рассмотрим прямоугольные системы координат: земную $O_3x_3y_3z_3$, связанную с точкой расположения РЛС O_3 , и стартовую $O_cx_cy_cz_c$, связанную с точкой стрельбы O_c (рис. 1).

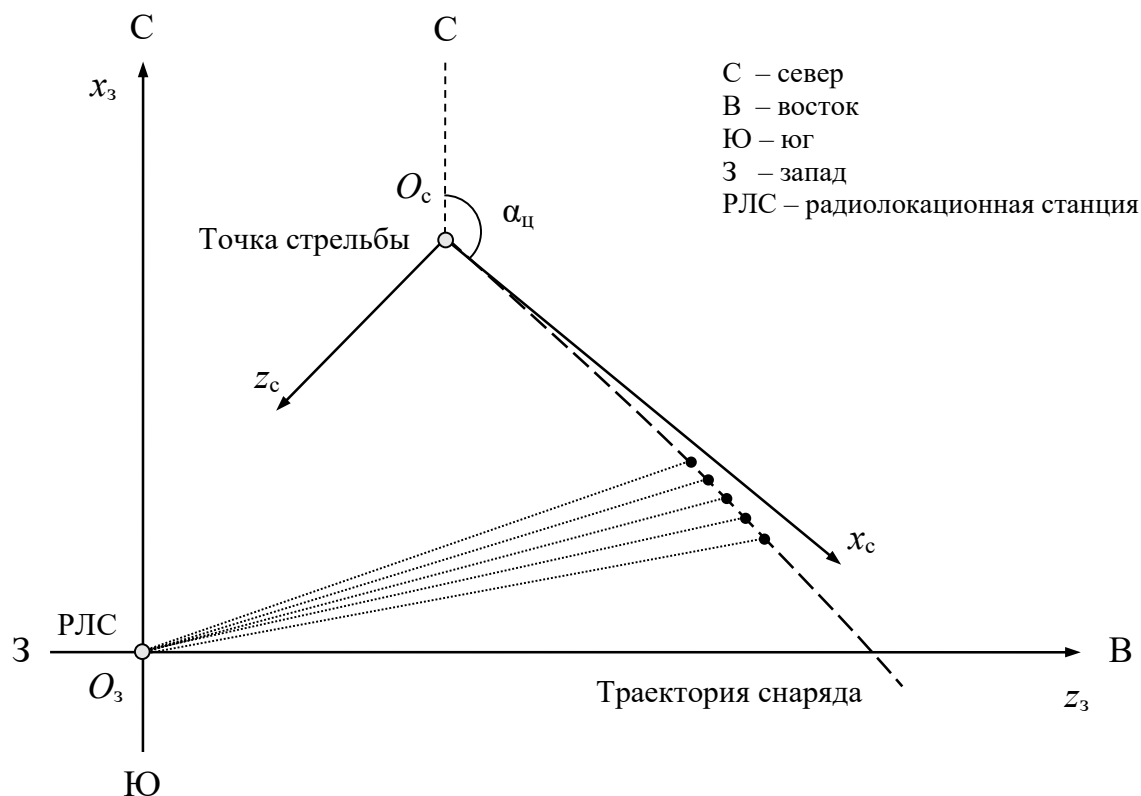


Рис. 1. Системы координат $O_3x_3y_3z_3$ и $O_cx_cy_cz_c$

В начале земной системы O_3 находится РЛС, которая фиксирует участок траектории полета снаряда. Ось O_3x_3 направлена горизонтально на север, ось O_3z_3 ей перпендикулярна и направлена на восток, ось O_3y_3 направлена вертикально.

Началом стартовой системы координат O_c является неизвестная точка стрельбы, то есть положение орудия, откуда производится выстрел. Ось O_cx_c направлена горизонтально по направлению выстрела, ось O_cz_c ей перпендикулярна, ось O_cy_c направлена вертикально вверх.

Будем предполагать, что плоскость стартовой системы $O_cx_cz_c$ совпадает с плоскостью $O_3x_3z_3$, то есть высота точки стрельбы O_c относительно $O_3x_3y_3z_3$ равна нулю.

Исходными данными являются координаты траектории снаряда, зафиксированные в сферической системе координат РЛС:

$$\begin{pmatrix} t_{10} & r_1 & \alpha_1 & \beta_1 \\ t_{20} & r_2 & \alpha_2 & \beta_2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ t_{n0} & r_n & \alpha_n & \beta_n \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где t_{i0} – моменты времени фиксации траектории; r_i – расстояние до цели; α_i – азимут цели; β_i – угол места цели; n – количество зафиксированных точек, $i = \overline{1, n}$.

Решением обратной задачи являются координаты точки стрельбы O_c в декартовой системе координат РЛС:

$$O_c = (x_c, y_c, z_c), \quad (2)$$

и восстановленная траектория движения снаряда в земной системе координат.

Из рассмотренного выше предположения о совпадении плоскостей $O_c x_c z_c$ и $O_3 x_3 z_3$ следует, что высота точки стрельбы $y_c = 0$.

Общий алгоритм решения задачи обратной задачи

Рассмотрим общий алгоритм решения задачи обратной задаче восстановления траектории движения снаряда по зафиксированному участку. Алгоритм состоит из следующих шагов.

1. Предобработка исходных данных.

Пересчитаем моменты времени и зафиксированные координаты траектории снаряда из сферической (1) в прямоугольную систему координат РЛС:

$$\begin{pmatrix} t_1 & x_1 & y_1 & z_1 \\ t_2 & x_2 & y_2 & z_2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ t_n & x_n & y_n & z_n \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где t_i – моменты времени фиксации траектории, с; x_i, y_i, z_i – координаты снаряда в прямоугольной системе координат РЛС, м.

Моменты времени фиксации траектории снаряда приводятся к начальному моменту времени t_{10} :

$$t_i = t_{i0} - t_{10}, \quad i = \overline{1, n}.$$

В этом случае время начала фиксации траектории всегда равняется нулю: $t_1 = 0$.

Координаты снаряда (1) пересчитываются из сферической системы в прямоугольную $O_3 x_3 y_3 z_3$:

$$x_i = r_i \cos \alpha_i \cos \beta_i, \quad y_i = r_i \sin \beta_i, \quad z_i = r_i \sin \alpha_i \cos \beta_i, \quad i = \overline{1, n}. \quad (4)$$

При наличии погрешностей измерения проводим интерполяцию исходных координат полиномами степени m в зависимости от времени. Степень полинома m определяется как функция от числа зафиксированных точек n :

$$m = [\log_2 n], \quad (5)$$

где $[\cdot]$ – оператор означает выделение целой части, $n > 2$.

В результате получаем сглаженные данные:

$$\begin{pmatrix} t_1 & \bar{x}_1 & \bar{y}_1 & \bar{z}_1 \\ t_2 & \bar{x}_2 & \bar{y}_2 & \bar{z}_2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ t_n & \bar{x}_n & \bar{y}_n & \bar{z}_n \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\bar{x}_i, \bar{y}_i, \bar{z}_i$ – сглаженные координаты снаряда в декартовой системе координат РЛС, $i = \overline{1, n}$.

2. Оценка дирекционного угла

Зададим начальное значение номера итерации $k = 0$. Вычислим коэффициенты уравнения линейной регрессии:

$$z = a + bx, \quad (7)$$

где a, b – коэффициенты регрессии определяются МНК по точкам (x_i, z_i) , $i = \overline{1, n}$.

Определяем начальное значение дирекционного угла:

$$\alpha_u^k = 90 + \arctg(b). \quad (8)$$

3. Подготовка данных для восстановления траектории.

В системе координат РЛС проведем плоскость перпендикулярную плоскости $O_3x_3z_3$. Плоскость определяется дирекционным углом α_u^k (8) и проходит через точку $P_0 = (x_0, 0, z_0)$, координаты которого располагаются на кривой, построенной по данным (6). В дальнейшем эта точки будет соответствовать первой точке сглаженной кривой $P_0 = (\bar{x}_1, 0, \bar{z}_1)$.

Будем считать, что начальное положение точки выстрела совпадает с P_0 :

$$O_c^k = (x_c^k, y_c^k, z_c^k) = P_0.$$

4. Проецирование точек зафиксированной части траектории на плоскость.

Увеличим номер итерации на 1: $k = k + 1$.

Спроецируем точки (6) зафиксированной части сглаженной траектории на плоскость, перпендикулярную плоскости $O_3x_3z_3$, проходящую через P_0 с дирекционным углом α_u^k :

$$\begin{pmatrix} t_1 & \bar{x}_{c1} & \bar{y}_{c1} \\ t_2 & \bar{x}_{c2} & \bar{y}_{c2} \\ \dots & \dots & \dots \\ t_n & \bar{x}_{cn} & \bar{y}_{cn} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где \bar{x}_{ci} , \bar{y}_{ci} , – проекции точек (6) на плоскость, $i = \overline{1, n}$.

5. Восстанавливаем траекторию движения снаряда в стартовой системе координат с использованием разработанной нейронной сети:

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 & \tilde{x}_{c1} & \tilde{y}_{c1} & \tilde{z}_{c1} \\ \tilde{t}_2 & \tilde{x}_{c2} & \tilde{y}_{c2} & \tilde{z}_{c2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \tilde{t}_N & \tilde{x}_{cN} & \tilde{y}_{cN} & \tilde{z}_{cN} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

6. Определяется время начала фиксации снаряда на полученной траектории из решения оптимизационной задачи:

$$t_0 = \arg \min_{t \in [0, \tilde{t}_{cN}]} \sqrt{\sum_{i=1}^n ((\tilde{x}_c(t) + \bar{x}_{ci}) - \tilde{x}_c(t + t_i))^2 + (\bar{y}_{ci} - \tilde{y}_c(t + t_i))^2}, \quad (11)$$

где $\tilde{x}_c(t)$, $\tilde{y}_c(t)$ – аппроксимация (интерполяция) восстановленной траектории движения снаряда в стартовой системе координат:

$$\begin{cases} \tilde{x}_c(t) = \sum_{j=0}^m a_{xj} t^j, \\ \tilde{y}_c(t) = \sum_{j=0}^m a_{yj} t^j, \\ \tilde{z}_c(t) = \sum_{j=0}^m a_{zj} t^j. \end{cases} \quad (12)$$

где a_{xj} , a_{yj} , a_{zj} – коэффициенты регрессии, вычисленные по данным (10). Степень полинома определяется по формуле (5).

7. Уточняем дирекционный угол из решения оптимизационной задачи:

$$\alpha_u^k = \arg \min_{\alpha_u \in [0; 360]} \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \tilde{x}(t_0 + t_i, t_0, \alpha_u^{k-1}))^2 + (z_i - \tilde{z}(t_0 + t_i, t_0, \alpha_u^{k-1}))^2}, \quad (13)$$

где $\tilde{x}(t, t_0, \alpha_{\Pi})$, $\tilde{y}(t, t_0, \alpha_{\Pi})$ – преобразование восстановленной траектории движения снаряда из стартовой системы в систему координат лоатора относительно точки P_0 :

$$\begin{cases} \tilde{x}(t, t_0, \alpha_{\Pi}) = x_0 + (\tilde{x}_c(t) - \tilde{x}_c(t_0)) \cos \alpha_{\Pi} - (\tilde{z}_c(t) - \tilde{z}_c(t_0)) \sin \alpha_{\Pi}, \\ \tilde{z}(t, t_0, \alpha_{\Pi}) = z_0 + (\tilde{x}_c(t) - \tilde{x}_c(t_0)) \sin \alpha_{\Pi} + (\tilde{z}_c(t) - \tilde{z}_c(t_0)) z_c \cos \alpha_{\Pi}. \end{cases} \quad (14)$$

8. Определяем точку стрельбы:

$$O_c^k = (x_c^k, y_c^k, z_c^k) = (\tilde{x}(0, t_0, \alpha_{\Pi}^k), 0, \tilde{z}(0, t_0, \alpha_{\Pi}^k)), \quad (15)$$

9. Выполняем шаги 4-8 до тех пор, пока не выполнится одно из условий

$$\|O_c^k - O_c^{k-1}\| = \sqrt{(x_c^k - x_c^{k-1})^2 + (y_c^k - y_c^{k-1})^2 + (z_c^k - z_c^{k-1})^2} < \varepsilon, \quad (16)$$

или

$$k \geq k_{\max}, \quad (17)$$

где ε – заданный уровень отклонения; k_{\max} – максимальное число итераций.

10. В качестве точки стрельбы примем:

$$O_c = O_c^k = (x_c^k, y_c^k, z_c^k), \quad (18)$$

Параметры алгоритма принимались $\varepsilon = 10$ м и $k_{\max} = 5$. Как показали исследования, обычно требуется не более 2-3 итераций.

Нейронная сеть глубокого обучения для восстановления полной траектории по траекторным измерениям

Рассмотрим задачу восстановления полной баллистической траектории по траекторным измерениям (участку траектории) с использованием сверточной нейронной сети глубокого обучения.

На вход нейронной сети будем подавать сигналы в стартовой системе координат:

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} t_1 & x_{c1} & y_{c1} \\ t_2 & x_{c2} & y_{c2} \\ \dots & \dots & \dots \\ t_n & x_{cn} & y_{cn} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где t_i , x_{ci} , y_{ci} – время фиксации и координаты зафиксированных точек, $i = \overline{1, n}$. Считаем, что момент начала фиксации траектории равен нулю $t_1 = 0$. Шаг по времени должен быть одинаковым $t_i - t_{i-1} = \Delta t_X = \text{const}$, $i = \overline{2, n}$. В работе шаг по времени был равным $\Delta t_X = 2$ с.

На выходе необходимо получить полную траекторию в стартовой системе координат:

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} t_1 & x_{c1} & y_{c1} & z_{c1} \\ t_2 & x_{c2} & y_{c2} & z_{c2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ t_N & x_{cN} & y_{cN} & z_{cN} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где t_i , x_{ci} , y_{ci} , z_{ci} – время и координаты зафиксированных точек в стартовой системе координат, $i = \overline{1, n}$. Считаем, что начальный момент времени равен нулю $t_1 = 0$. Шаг по времени должен быть одинаковым $t_i - t_{i-1} = \Delta t_Y = \text{const}$, $i = \overline{2, n}$. В работе шаг по времени был равным $\Delta t_Y = 1$ с. Очевидно, что количество зафиксированных точек должно быть меньше, чем длина траектории $n \leq N$.

На вход и выход нейронной сети подаются нормированные данные. Нормализация выполняется по формуле

$$\hat{x} = N(x) = \frac{x - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}. \quad (21)$$

Обратное преобразование (денормализация) данных осуществляется по формуле

$$x = N^{-1}(x) = \hat{x}(x_{\max} - x_{\min}) + x_{\min}. \quad (22)$$

В таблице 1 представлены параметры преобразования (нормализации и денормализации) данных.

Таблица 1. Параметры преобразования данных

Параметр	Минимум, x_{\min}	Максимум, x_{\max}
t	0	200
x	0	30 000
y	0	10 000
z	0	1 000

Структура сверточной нейронной глубокого обучения представлена в таблице 2.

Таблица 2. Структура сверточной нейронной сети

№	Тип слоя	Размер выходного слоя	Число оцениваемых параметров
0	Input	$(n, 3)$	0
1	Conv1D	$(n, 128)$	1280
2	Conv1D	$(n, 64)$	24640
3	Conv1D_tr	$(n, 64)$	12325
4	Conv1D_tr	(n, N)	21230
5	Reshape	(N, n)	0
6	Conv1D_tr	$(N, 4)$	124
7	Output	$(N, 4)$	0

Из входного слоя Input данные передаются на скрытые сверточные слои типа Conv1D и Conv1D_tr, которые предназначены для обработки многомерных сигналов, то есть последовательного набора данных, зависящих от времени. Слой Conv1D_tr отличается от Conv1D транспонированием входного слоя. Размеры ядер фильтра сверточных слоев равны 3. При фильтрации на границах происходит дополнение нулями. Активационная функция на всех слоях ReLU.

Процедура обучения осуществляется методом стохастического градиентного спуска Adam с использованием библиотеки TensorFlow. В качестве функции потерь используется среднеквадратическая ошибка (MSE), в качестве метрики – средняя абсолютная ошибка (MAE).

Количество точек входного слоя задавалось $n = 10$, а выходного слоя – $N = 110$. Общее число оцениваемых параметров нейронной сети 59 599.

Результаты решения обратной задачи с использованием нейронной сети

Рассмотрим решение задачи на примере 152-мм ОФ снаряда. Исходные данные были получены в результате моделирования траектории с начальной скоростью 945 м/с. Угол возвышения θ задавался в пределах от 0 до 58 градусов.

Исходные данные и результаты обучения нейронных сетей

Набор исходных данных (X_i, Y_i) , $i = \overline{1, I}$ формировался из смоделированных траекторий 155-мм ОФ снаряда [4]. В качестве входных данных X_i выбирались все участки траекторий длиной 20 с и шагом $\Delta t_x = 2$ с. Каждому выходному данному X_i соответствует Y_i – исходная траектория с шагом дискретизации $\Delta t_y = 1$ с.

Пример зафиксированного участка траектории представлен на рисунке 6.

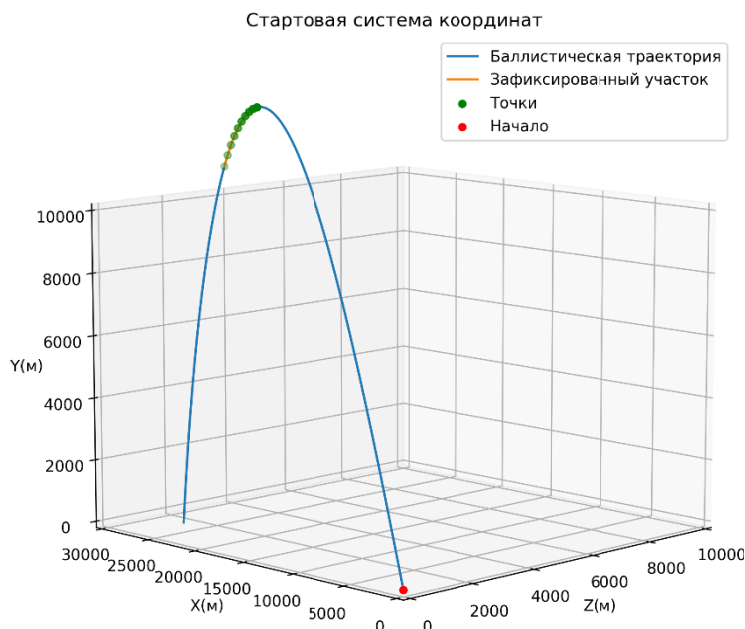


Рис. 6. Траектория снаряда Y_i и зафиксированный участок X_i в стартовой системе координат

В обучающий набор входило $J = 2650$ наблюдений, которые были разделены на независимые обучающую и тестовые выборки объемами, соответственно, $J_0 = 1325$ и $J_T = 1325$, обучение нейронной проходило до 10 000 итераций. Выбиралась наилучшая модель по тестовой выборке

Сравнение результатов восстановления и исходных траекторий представлено на рисунке 7.

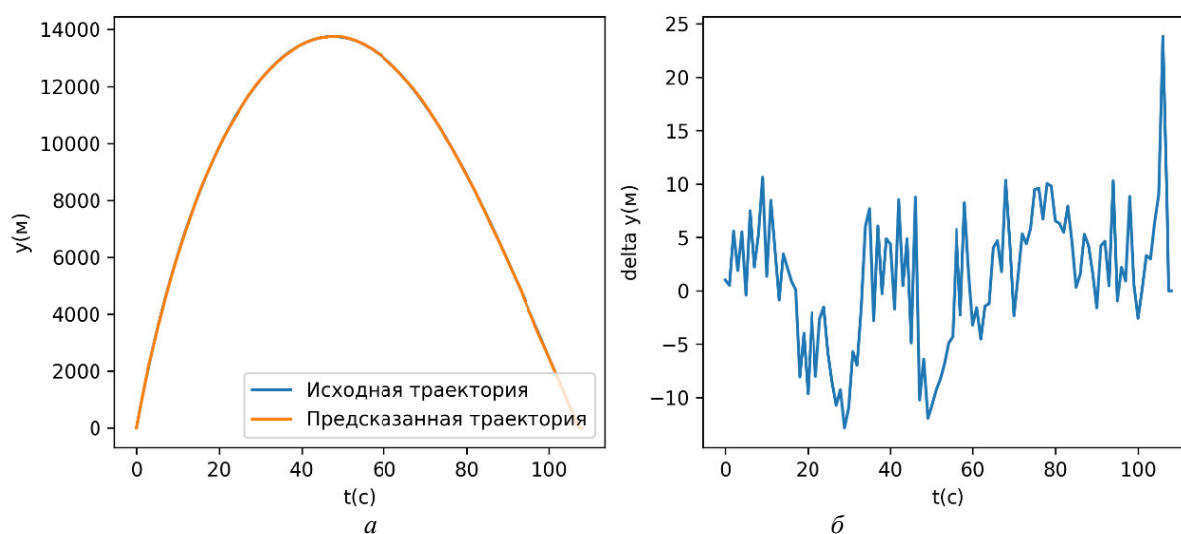


Рис. 7. Результаты восстановления траектории по высоте:
 a – исходная и восстановленная траектории; b – ошибка аппроксимации

Применение нейронных сетей для определения точки старта

Рассмотрим результаты применения модели. Расположим стартовую систему координат в системе координат локатора. Установим точку стрельбы $O_c = (25000, 0, 5000)$ и дирекционный угол $\alpha_{ц} = 135$ град (рис. 8).

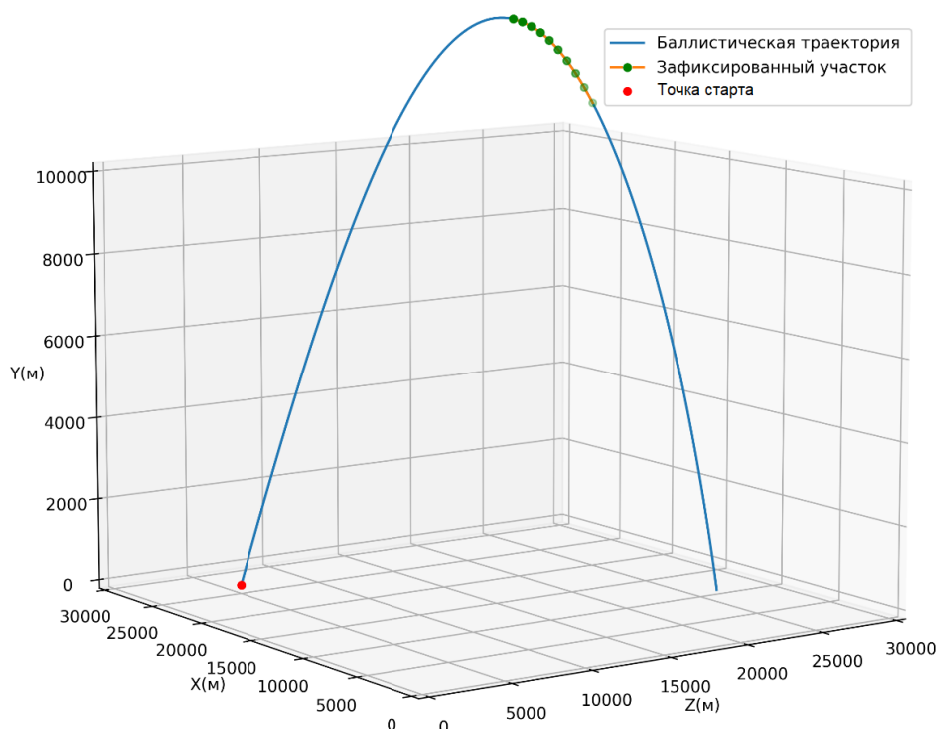


Рис. 8. Траектория снаряда Y_i и зафиксированный участок X_i в системе координат локатора

Проекция траектории и зафиксированного с нормальными ошибками ($\sigma = 100$) участка траектории на плоскость $O_3x_3z_3$ представлена на рисунке 9.

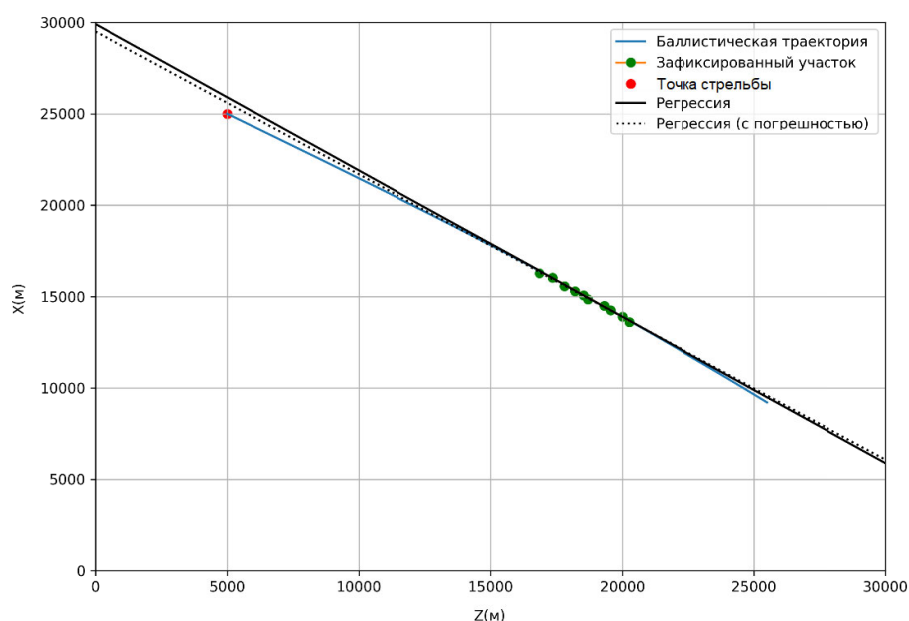


Рис. 9. Проекция на плоскость $O_3x_3z_3$ траектории снаряда Y и зафиксированного участка X и линий регрессии в системе координат РЛС

На рисунке 10 представлены результаты восстановления траектории на 2 итерации.

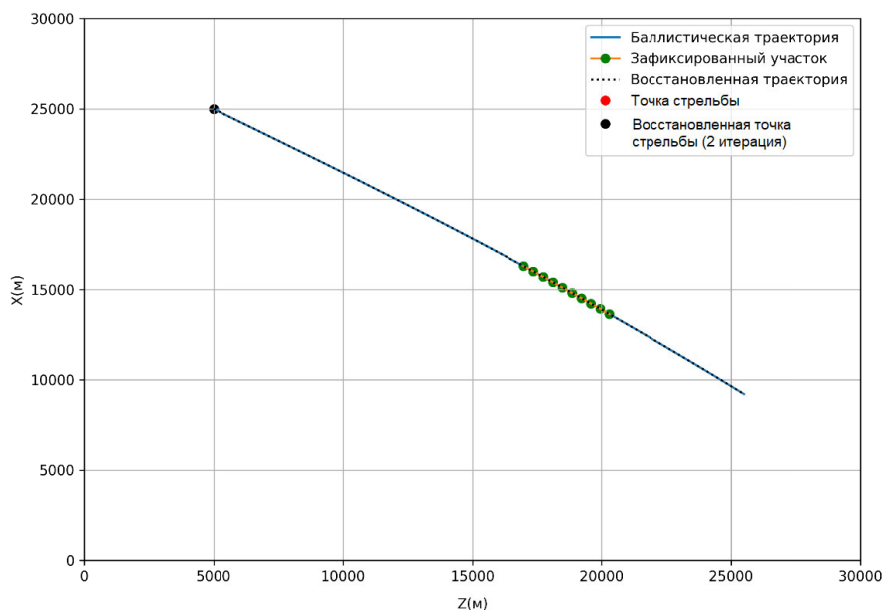


Рис. 10. Проекция на плоскость $O_3x_3z_3$ траектории снаряда \mathbf{Y} восстановленной траектории $\tilde{\mathbf{Y}}^2$ (2-я итерация) и зафиксированного участка \mathbf{X} в системе координат РЛС

В трехмерном пространстве траектория представлена на рисунке 11.

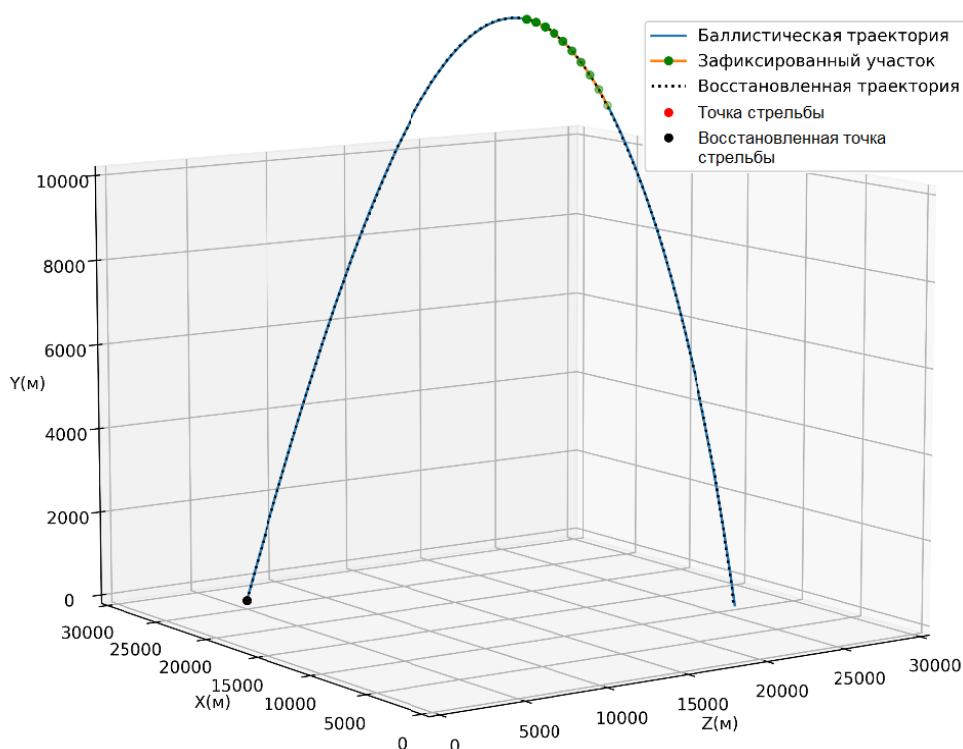


Рис. 11. Траектория снаряда \mathbf{Y} , зафиксированный участок \mathbf{X} и восстановленной траектории $\tilde{\mathbf{Y}}^2$ (2-я итерация) в системе координат РЛС

Восстановленные координаты точек стрельбы на нулевой итерации $O_C^0 = (5577.3, 0, 25763.2)$, на 1-й итерации – $O_C^1 = (4989.4, 0, 25006.4)$, на 2-й итерации восстановленная точка стрельбы практически не меняется – $O_C^2 = (5003.2, 0, 24994.1)$.

**Оценка среднеквадратического отклонения δ
в зависимости от погрешности измерений σ**

Анализ восстановления точек стрельбы проводился на тестовой выборке при заданном СКО погрешностей измерения σ . Истинное значение точки стрельбы $O_c = (25000, 0, 5000)$.

Оценка СКО проводилась методом статистических испытаний по 100 опытов при различных σ . На рисунке 12 представлено распределение восстановленных точек стрельбы относительно истинного значения $\sigma = 5$. СКО δ восстановленных точек $\mathbf{d}_i = (x_i, z_i)$ от реальной точки выстрела $\mathbf{d}_0 = (x_0, z_0)$ рассчитывалось по формуле

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N_B} \sum_{i=1}^{N_B} \|\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_0\|^2},$$

где $\|\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_0\|$ – евклидово расстояние между точками, которое определяется по формуле

$$\|\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_0\| = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (z_i - z_0)^2}.$$

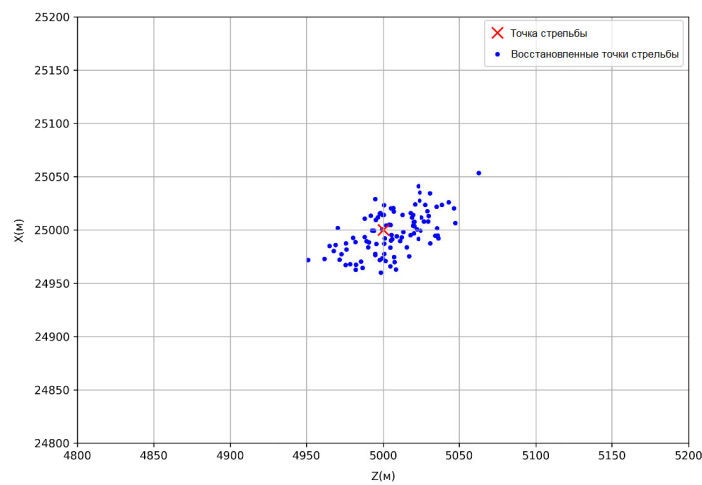


Рис. 12. Распределение точек стрельбы ($\sigma = 5$)

На рисунке 13 представлены значения СКО δ в зависимости от СКО погрешностей измерения σ .

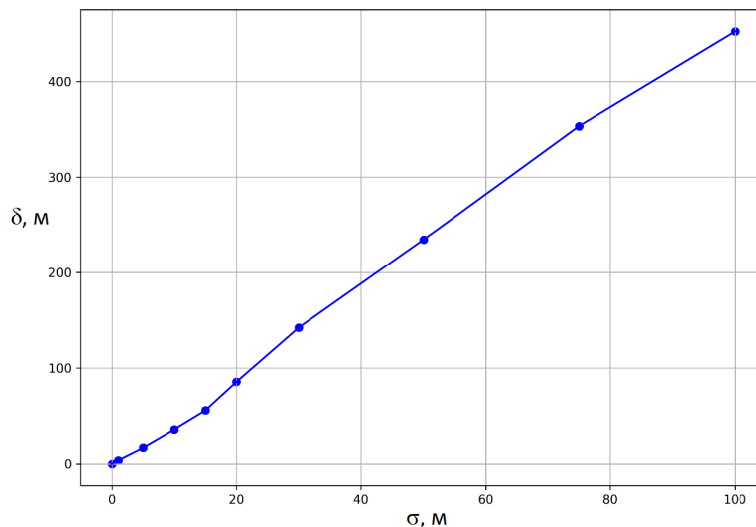


Рис. 13. Зависимость разброса восстановленных точек стрельбы от ошибок измерения траекторий σ

Результаты исследований показали, что СКО координат точки выстрела δ практически линейно возрастает с увеличением ошибки измерения координат снаряда σ , коэффициент отношения $\chi = \frac{\delta}{\sigma} \approx 4,5$ (см. рисунок 13).

Заключение

В работе представлен алгоритм предназначенных для восстановления траектории движения снаряда по зафиксированному участку траектории с использованием сверточной нейронной сети глубокого обучения. Нейронная сеть обучена на модельных данных и представлен пример восстановления траектории. Определены точность восстановления траекторий, точки стрельбы и точки падения снаряда в зависимости от величины случайных ошибок измерений. Показано, что ошибка восстановления прямо пропорциональна погрешность измерения с коэффициентом 4,5.

Как показал опыт решения задачи, нейронные сети CNN обладают рядом ограничений, таких как: необходимость задания заранее определенного числа входных точек фиксации траектории снаряда и выходных точек восстановленной траектории; необходимость решения оптимизационных задач на каждой итерации, что усложняет применимость модели. Дальнейшие исследования будут направлены на использование архитектуры RNN с механизмом внимания LSTM, в которых нивелируются многие ограничения, накладываемые на CNN.

Список литературы и источников

1. *Hou Lh., Liu Hj* (2019) An End-to-End LSTM-MDN Network for Projectile Trajectory Prediction. In: Cui, Z., Pan, J., Zhang, S., Xiao, L., Yang, J. (eds) Intelligence Science and Big Data Engineering. Big Data and Machine Learning. IScIDE 2019. Lecture Notes in Computer Science, vol 11936, Springer, Cham. – URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-36204-1_9. – Текст : электронный.
2. *Roux A., Weber J., Lauffenburger J.-Ph., Changey S.* (2022) Projectile trajectory estimation: an LSTM approach: Conference on Artificial Intelligence for Defense, DGA Maîtrise de l'Information, Rennes, France. – Текст : непосредственный.
3. *Waingankar V.R., Vempati V.S., Santhosh, Malarkannan G.* (2023) Target Classification Using CNN-LSTM Network with Reduced Sample Size in Surveillance Radar. In: Shetty, N.R., Patnaik, L.M., Prasad, N.H. (eds) Emerging Research in Computing, Information, Communication and Applications. Lecture Notes in Electrical Engineering, vol. 928, Springer, ingapore. – URL: https://doi.org/10.1007/978-981-19-5482-5_19. – Текст : электронный.
4. *Дмитриевский А. А., Лысенко Л. Н.* Внешняя баллистика. – М. : Машиностроение, 2005. – 608 с. – Текст : непосредственный.

ЭЙЛЕРОВО-ЛАГРАНЖЕВ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ И РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В. А. Тенев, И. Г. Русяк

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова,
Ижевск, Россия

Аннотация. При моделировании пространственного течения гетерогенной реагирующей смеси в канале ствола используется подход, основанный на представлениях Эйлера для моделирования течения продуктов горения и представлениях Лагранжа для моделирования движения горящих пороховых элементов. Для решения системы уравнений пространственного течения газовой фазы на подвижной эйлеровой сетке (эйлеров этап) в задаче внутренней баллистики применяется численный метод контрольных объемов. Системы уравнений пространственного движения пороховых элементов, входящих в заряд (лагранжев этап), решаются численными методами для обыкновенных дифференциальных уравнений. Представлены результаты верификации и валидации предложенного подхода.

Ключевые слова: внутренняя баллистика, математическая модель, гетерогенная реагирующая смесь; эйлеров подход, лагранжев подход, сравнение численных методов решения.

Математическая модель

Рассмотрим основную задачу внутренней баллистики в одномерной газодинамической постановке [1–4]. Для моделирования внутривольного течения газопороховой смеси общепринятым в настоящее время является подход, основанный на раздельном описании движения газовой фазы (продуктов горения) и движения твердой фазы (несгоревших пороховых элементов) в приближении Эйлера. При этом считается, что обе фазы представляют собой сплошную среду, движение которых обусловлено функциями массового, силового и энергетического взаимодействия. В ряде случаев такой подход не позволяет единообразно описывать сложные конструкции зарядов, состоящих из различных типов (зерновой, трубчатый) пороховых элементов. В этой связи, в настоящей работе предпринята попытка описания движения горящих пороховых элементов в приближении Лагранжа, предполагая, что в рамках такого подхода описание движения горящих пороховых элементов зерновой и трубчатой формы может быть реализовано с единых позиций.

Рассмотрим постановку ОЗВБ вэйлерово-лагранжевом приближении в обозначениях работы [1].

Уравнения для газовой фазы в эйлеровом приближении:

$$\frac{\partial \rho a S}{\partial t} + \frac{\partial \rho a S v}{\partial x} = S G, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho a S v}{\partial t} + \frac{\partial \rho a S (v^2 + p)}{\partial x} = -p \frac{\partial a S}{\partial x} + S G w - S \tau_w - \Pi_c \tau_{1c}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial a S e}{\partial t} + \frac{\partial a S (e + p) v}{\partial x} = -p \frac{\partial [(1-a) S w]}{\partial x} + S G \left[Q + \frac{(v-w)^2}{2} \right] + S \tau_w (v-w) + \Pi_c \tau_{1c} v - \Pi_c q_c. \quad (3)$$

Внутренняя и полная энергия газа определяются уравнением состояния

$$p(1 - \alpha \rho) = (k - 1) \rho \varepsilon, \quad e = \rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right).$$

Уравнения для дисперсной фазы в лагранжевом приближении:

$$\frac{d(m_j w_j)}{dt} = F_j^w + F_j^p, \quad (4)$$

$$F_j^p = \frac{\Delta p_i}{\Delta_i} R_j S_j^p, \quad F_j^w = \lambda_w \frac{\rho(v-w_i)|v-w_i|}{2} S_j^p,$$

$$\frac{dm_j}{dt} = -m_j^0 \frac{d\psi_j}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{dx_j}{dt} = w_j, \quad (6)$$

$$w_j = \frac{(m_j w_j)}{m_j},$$

$$\frac{d\psi_j}{dt} = \frac{S_j^0}{\Lambda_j^0} \sigma(\psi_j) u_{kj}, \quad (7)$$

$$\frac{dz_j}{dt} = \frac{u_{kj}}{e_{1j}}, \quad (8)$$

где m_j – масса порохового элемента фракции j ; $m_j^0 = \delta_j \Lambda_j^0$ – начальная масса частицы;

$$S_j^p = \pi R_j^2, \quad R_j = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{m_j}{\delta_j} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Уравнение движения снаряда массой q :

$$q \frac{dv_{\text{сн}}}{dt} = (p_{\text{сн}} - p_{\text{пр}}) S_{\text{сн}} - F. \quad (9)$$

Алгоритм решения

Для численного решения систем газодинамических уравнений применяется метод контрольных объемов [5]. Для каждой грани с индексом l выражение для потоков имеет вид

$$\mathbf{Q}_l = \Delta t S_l \begin{bmatrix} R(\theta - V) \\ R(\theta - V)V - P \\ R(\theta - V)E - VP \end{bmatrix}_l,$$

где $R = \rho v$, $P = \rho v^2$ – величины, вычисленные по значениям плотности, давления и пористости на гранях контрольного объема; V , E – скорость и энергия на этих гранях; θ – скорость движения границы; S_l – площадь поверхности соответствующей грани.

Разностная сетка имеет заданное количество ячеек. Сетка растягивается при движении снаряда. Параметры газа на границах контрольных объемов определяются по методу С.К. Годунова с использованием автомодельного решения задачи о распаде произвольного разрыва [4]. Переход к следующему шагу по времени осуществляется с учетом изменения геометрии разностной сетки с подвижными узлами:

$$\mathbf{q}_i^{\frac{n+1}{2}} = \frac{\mathbf{q}_i^n G_i^n - \left(\sum_l \mathbf{Q}_l - \mathbf{f}_i G_i \right)^n \frac{\Delta t}{2}}{G_i^{n+1/2}}, \quad \mathbf{q}_i^{n+1} = \frac{\mathbf{q}_i^n G_i^n - \left(\sum_l \mathbf{Q}_l - \mathbf{f}_i G_i \right)^{n+1/2} \frac{\Delta t}{2}}{G_i^{n+1}},$$

где i номер контрольного объема; ΔG_i^n величина контрольного объема на временном шаге n ;

$\mathbf{q} = (\rho v, \rho v^2, \rho v e)^T$ – вектор переменных; \mathbf{f} – вектор правых частей уравнений (1) – (3). Величина шага по времени определяется условием Куранта для газовой фазы.

Уравнение для импульса решается по неявной схеме, обеспечивающей устойчивость при догорании частицы ($m_j \rightarrow 0$):

$$(m_j w_j)^{n+1} = \frac{(m_j w_j)^n + \Delta t (A_j + F_j^p)^n}{1 + \Delta t \frac{B_j^n}{m_j^n}},$$

где $A_j = \lambda_w \frac{\rho v |v - w_i|}{2} S_j^p$, $B_j = \lambda_w \frac{\rho |v - w_i|}{2} S_j^p$.

Остальные обыкновенные дифференциальные уравнения (5)–(9) решаются с применением явной схемы Адамса [6]:

$$\mathbf{r}^{n+1} = \mathbf{r}^n + \Delta t (1,5\mathbf{f}^n - 0,5\mathbf{f}^{n-1}),$$

где

$$\mathbf{r} = (m_j, x_j, \psi_j, z_j)^T; \mathbf{f} = \left(-m_j^0 \frac{S_j^0}{\Lambda_j^0} \sigma(\psi_j) u_{kj}, w_j, \frac{S_j^0}{\Lambda_j^0} \sigma(\psi_j) u_{kj}, \frac{u_{kj}}{e_{1j}}, \frac{(p_{сн} - p_{пр}) S_{сн} - F}{q} \right)^T.$$

Уравнения (4)–(9) определяют параметры пороховых элементов вдоль траекторий $x_j(t)$ в каждый момент времени. Для определения параметров горящих частиц в каждом контрольном объеме для газовой фазы применяется следующий алгоритм.

Расчетная область (камера сгорания и ствол) разбивается на n_0 отрезков длиной $\Delta_i = x_i - x_{i-1}, i = \overline{1, n_0}$. Первые n_k отрезков содержит камера сгорания. Начальные размеры этих ячеек обозначим $\Delta_j^0, j = \overline{1, n_k}$.

Каждой из этих ячеек соответствует фракция пороховых частиц с заданными свойствами пороха. Содержащиеся в данной фракции частицы имеют одинаковые параметры. При решении уравнений (4)–(9) траектория $x_j(t)$ описывает движение правой границы отрезка $\Delta_j^0, j = \overline{1, n_k}$. Движущиеся отрезки Δ_j^0 частично или полностью накладываются на отрезки $\Delta_i = x_i - x_{i-1}, i = \overline{1, n_0}$. Степень принадлежности отрезка Δ_j^0 к отрезку Δ_i обозначим

$$\theta_{ij} = \frac{\Delta_j^0 \cap \Delta_i}{\Delta_i}, j = \overline{1, n_k}; i = \overline{1, n_0}.$$

С помощью этой функции определим параметры дисперсной фазы в контрольных объемах:

- количество частиц в ячейке Δ_i

$$N_i = \sum_{j=1}^{N_k} \theta_{ij} N_j^0 \frac{\Delta_j^0}{\Delta_i},$$

где $N_j^0 = \omega \frac{\alpha_j}{\delta_j \Lambda_j^0}$ – количество частиц в ячейке Δ_j^0 ; весовые коэффициенты удовлетворяют

условию $\sum_{j=1}^{n_k} \alpha_j = 1$; для заряда из одного типа пороха $\alpha_j = \frac{1}{n_k}$;

- расход продуктов сгорания G в единице объема

$$G = \frac{\sum_{j=1}^{N_k} \theta_{ij} N_j^0 m_j^0 \frac{d\psi_j}{dt} \frac{\Delta_j^0}{\Delta_i}}{S_i \Delta_i};$$

- масса пороха в ячейке Δ_i :

$$M_i = \sum_{j=1}^{N_k} \theta_{ij} n_j^0 m_j \frac{\Delta_j^0}{\Delta_i};$$

- скорость частиц в ячейке Δ_i :

$$W_i = \sum_{j=1}^{N_k} \theta_{ij} n_j^0 w_j \frac{m_j}{M_i} \frac{\Delta_j^0}{\Delta_i};$$

- пористость гетерогенной смеси:

$$a_i = 1 - \sum_{j=1}^{N_k} \theta_{ij} n_j^0 \frac{m_j}{\Delta_i \delta_j S_i} \frac{\Delta_j^0}{\Delta_i}.$$

Теплофизические и термодинамические свойства продуктов сгорания \mathbf{H}_i в контрольном объеме определяются по такой же схеме через заданные свойства для каждой фракции:

$$\mathbf{H}_i = \sum_{j=1}^{N_k} \theta_{ij} N_j^0 h_j^0 \frac{\Delta_j^0}{\Delta_i}.$$

Результаты расчетов

Расчеты проведены для семиканального пороха с массой заряда 2,6 кг, $D_0 = 7,7$; $d_0 = 0,7$; $L_0 = 25,0$ при уровне максимального давления 1670 бар. Проведено сравнение значений параметров, полученных при решении уравнений внутренней баллистики в эйлеровом приближении [1–4] и по изложенному алгоритму с индексом part.

На рисунках 1–3 приведены изменения среднего давления в камере, давления на дно снаряда и скорости снаряда от времени процесса выстрела.

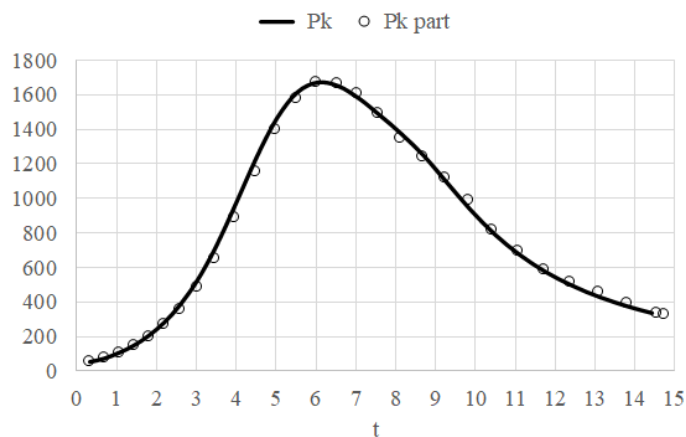


Рис. 1. Зависимость среднего давления в камере от времени выстрела:
 — эйлеров подход; ооо – эйлерово-лагранжев подход

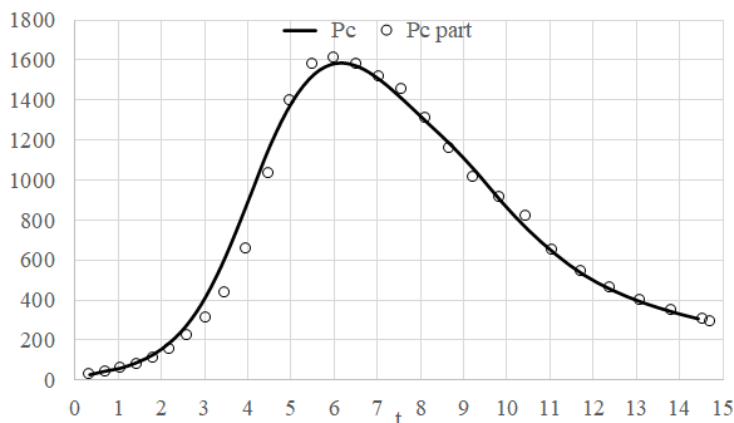


Рис. 2. Зависимость давления на дно снаряда от времени выстрела:
 — эйлеров подход; ооо – эйлерово-лагранжев подход

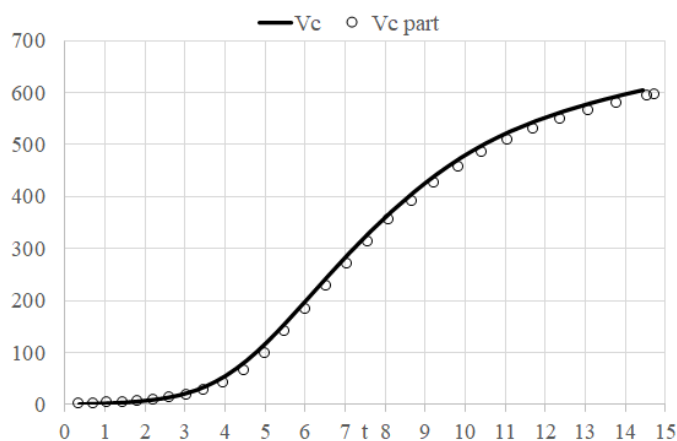


Рис. 3. Зависимость скорости снаряда от времени выстрела:
 — — эйлеров подход; ооо — эйлерово-лагранжев подход

В целом результаты расчета вполне коррелируют между собой. Скорость снаряда, полученная по траекторному методу, немного меньше – на 4 м/с, или 0,67 %.

При численном решении традиционных гиперболических уравнений переноса дисперсной фазы может наблюдаться некоторая неустойчивость, требующая введения искусственной вязкости. В распределении параметров может наблюдаться «рябь», как это видно на рисунках 4 (расход продуктов горения в единице объема) и 5 (пористость гетерогенной смеси).

Эти графики соответствуют времени 1 мс, когда горение происходит при небольшой пористости среды. При наличии лагранжева этапа в траекторном методе такие явления не наблюдаются. При решении уравнений переноса твердой фазы происходит «размазывание» распределения параметров. При траекторном расчете, как следует из рисунков 4 и 5, выделяется зона чистого газа у дна снаряда.

Для нескольких моментов времени выстрела распределение скоростей газовой и конденсированной фаз приведено на рисунке 6.

Как следует из рисунка 6, в области, не содержащей горящих частиц, на графиках их скорость нулевая.

Рассмотренный алгоритм решения ОЗВБ в газодинамической постановке не требует дополнительных доработок при рассмотрении горения заряда, состоящего из нескольких частей с разными массово-энергетическими характеристиками. Достаточно в каждом контрольном объеме камеры сгорания задать соответствующие значения свойств различных марок пороха и в дальнейшем следить за их перемещениями по заснарядному пространству, используя для них уравнения движения в лагранжевом приближении (4)–(8).

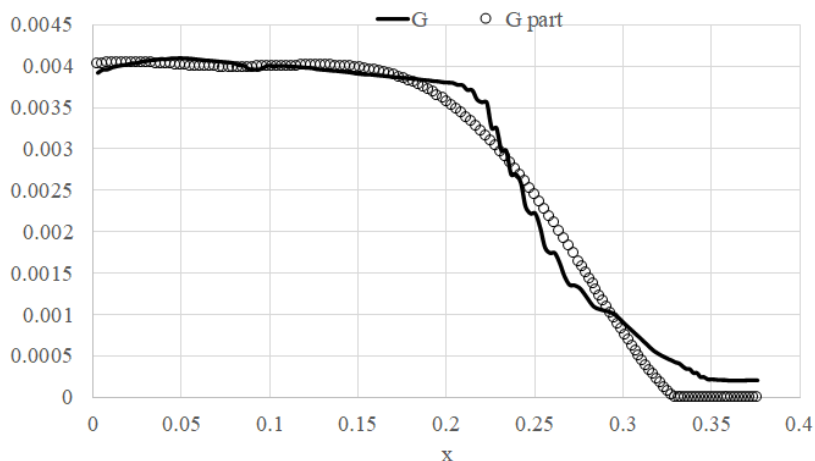


Рис. 4. Распределение расхода продуктов горения в единице объема по заснарядному пространству: — — эйлеров подход; ооо — эйлерово-лагранжев подход

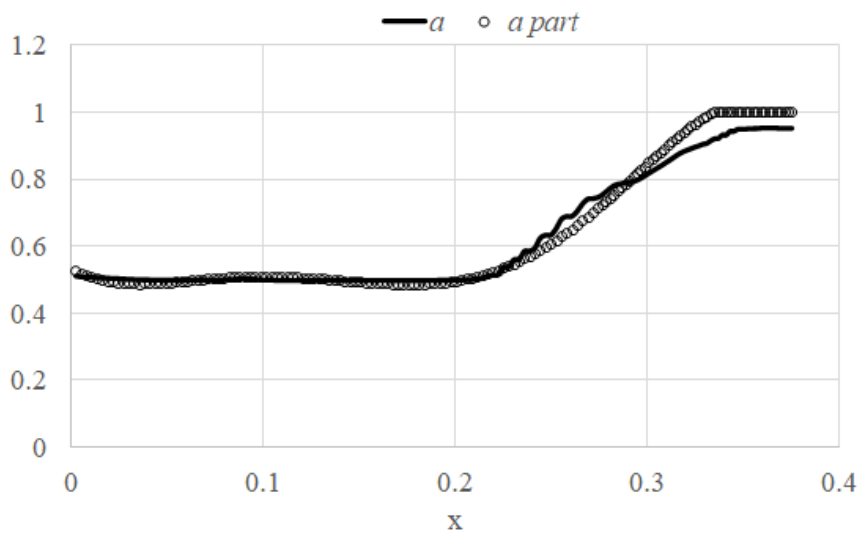


Рис. 5. Распределение пористости гетерогенной смеси по заснарядному пространству:
 — — эйлеров подход; ооо — эйлерово-лагранжев подход

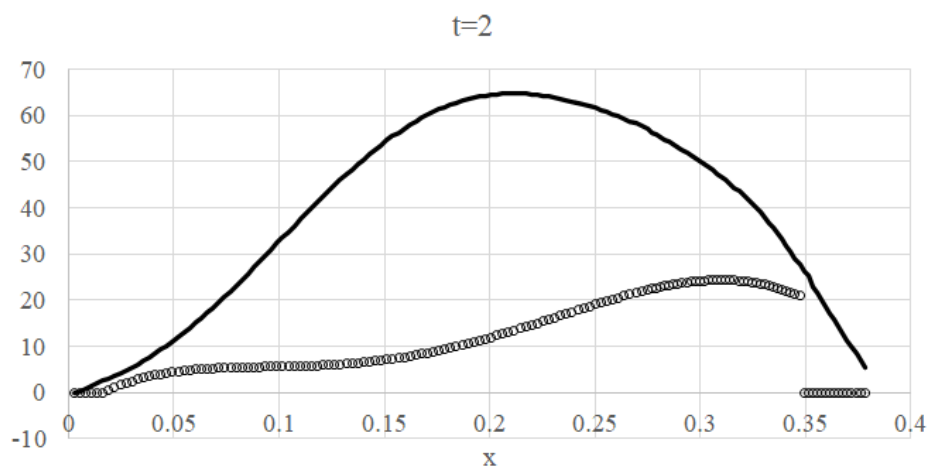


Рис. 6, а. Распределение скоростей газовой и твердой фаз по заснарядному пространству в момент времени $t = 2$ мс:
 — — газовая фаза; ооо — твердая фаза

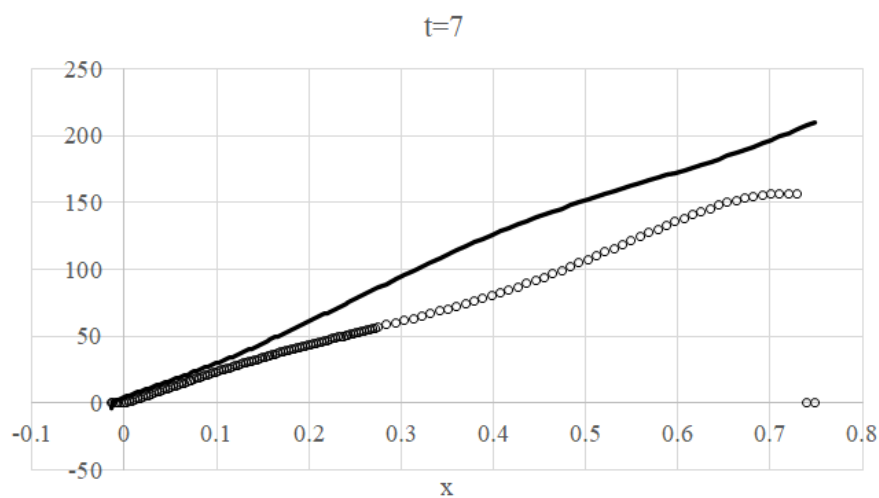


Рис. 6, б. Распределение скоростей газовой и твердой фаз по заснарядному пространству в момент времени $t = 7$ мс:
 — — газовая фаза; ооо — твердая фаза

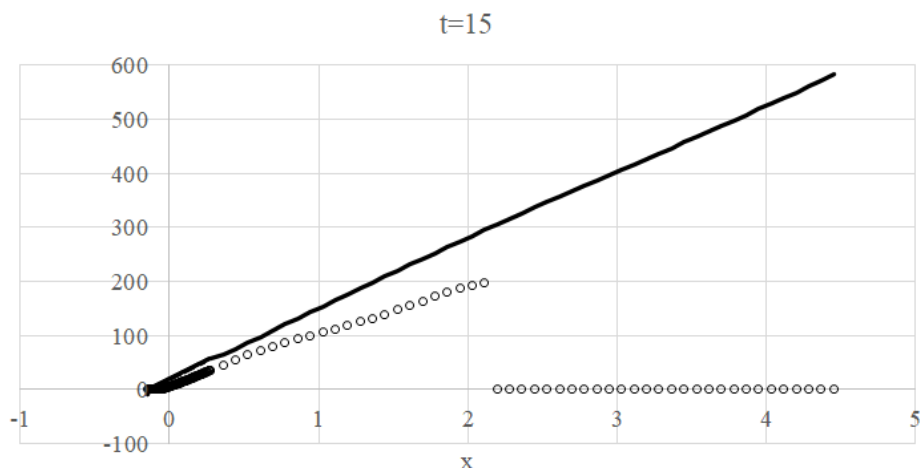


Рис. 6,в. Распределение скоростей газовой и твердой фаз по заснарядному пространству в момент времени $t = 15$ мс :
 ——— газова́я фаза; ооо – твердая фаза

Исследование сходимости и погрешности аппроксимации алгоритма

Сохранение массы продуктов сгорания определяется изменением интегральной величины $G_S(t)$ во времени:

$$G_S = \frac{\int_0^L GSdx}{\omega}$$

Для суммы энергии продуктов горения и кинетической энергии снаряда вычисляется интегральная характеристика:

$$E_S = \frac{\int_0^L eSdx + q \frac{v_{сн}^2}{2}}{\omega Q}$$

Для заряда из семиканального пороха при максимальном давлении 1670 бар при линейном законе скорости горения от давления $u_k = u_1 p$, где $u_1 = 8.68 \cdot 10^{-10}$ м/(с·Па), обеспечивающих полное сгорание, зависимости $G_S(t)$, $E_S(t)$ показаны на рисунках 7 и 8.

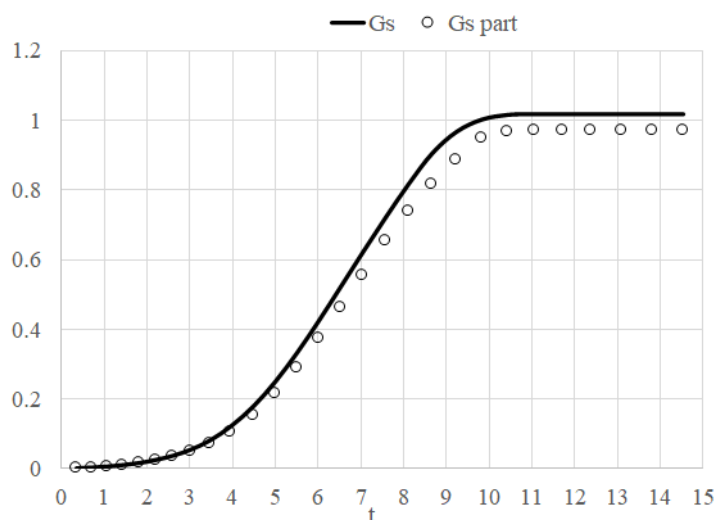


Рис. 7. Изменение отношения массы продуктов горения к массе пороха от времени выстрела: ——— – эйлеров подход; ооо – эйлерово-лагранжев подход

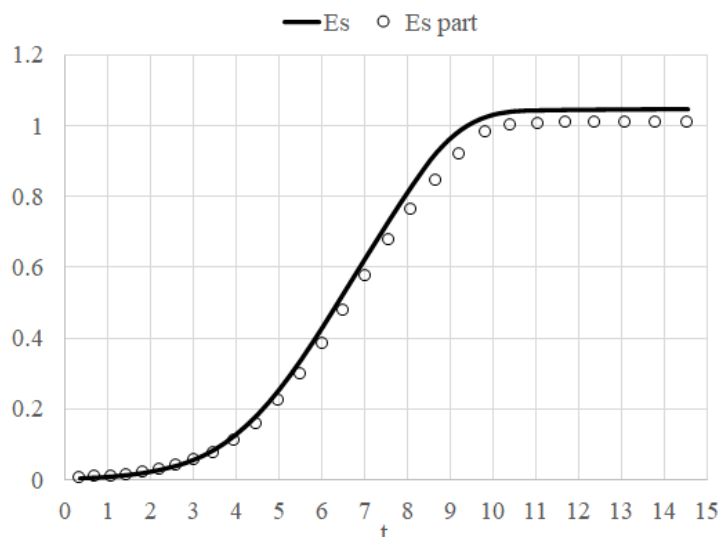


Рис. 8. Изменение отношения энергии выстрела к энергии пороха от времени выстрела: ——— – эйлеров подход; ооо – эйлерово-лагранжев подход

В таблице приведены конечные значения массовых и энергетических показателей, рассчитанные по двум методикам.

Сравнение методик по точности расчета массовых и энергетических характеристик выстрела

Вид сравнения	Характеристика	Относительное значение	Погрешность, %
По массе	$G_S(t_k)_{part}$	0,97	3,0
	$G_S(t_k)$	1,02	2,0
По энергии	$E_S(t_k)_{part}$	1,01	1,0
	$E_S(t_k)$	1,04	4,0

Как следует из таблицы, погрешности обоих подходов находится на одном уровне. Отклонение по массе составляет 3 и 2 %, по энергии – 1 и 4 % соответственно.

Сходимость численного решения (зависимость дульной скорости снаряда от количества контрольных объемов n_0) приведена на рисунке 9.

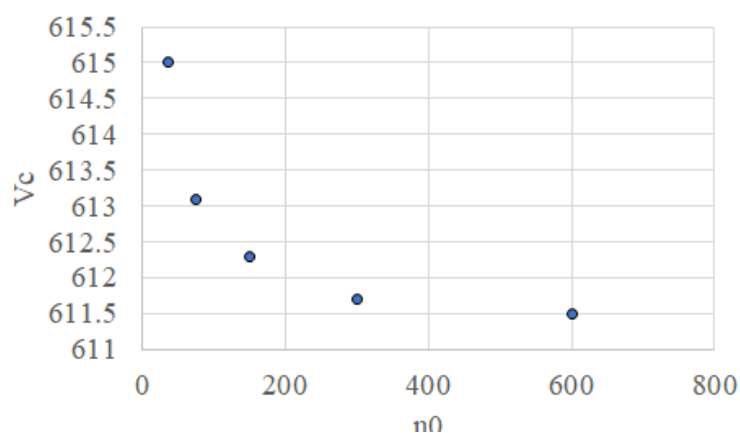


Рис. 9. Исследование сходимости эйлерово-лагранжева подхода

На рисунке 10 представлена зависимость $\ln[v_{ch}(n_0) - v_{ch}(600)]$ от $\ln(n_0)$.

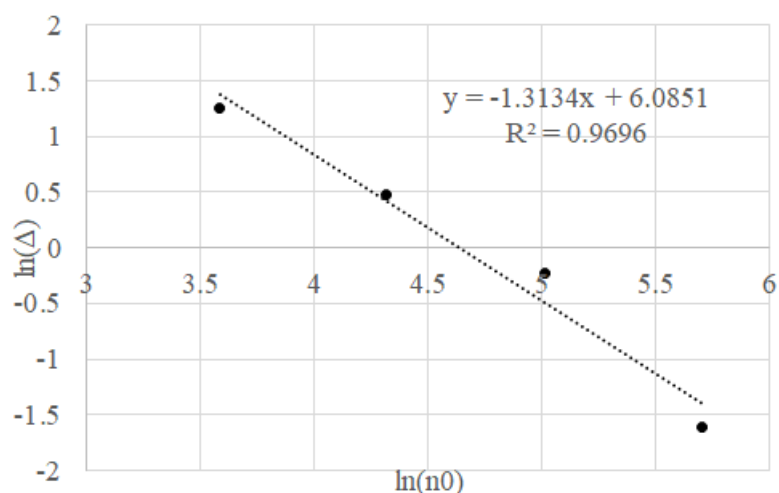


Рис. 10. Исследование порядка погрешности аппроксимации эйлерово-лагранжева подхода

Спрямление расчетных точек по методу наименьших квадратов показывает, что практический порядок погрешности аппроксимации равен $\approx 1,3$. Аналогичные исследования показывают, что практический порядок погрешности аппроксимации при чисто эйлеровом подходе к решению ОЗБВ примерно равен единице.

Заключение

1. Разработан новый эйлерово-лагранжев подход и алгоритм решения основной задачи внутренней баллистики в рамках газодинамического подхода, основанного на использовании принципов механики гетерогенных реагирующих сред.
2. Разработанный алгоритм имеет более высокий порядок погрешности аппроксимации по сравнению с чисто эйлеровым методом решения основной задачи внутренней баллистики.
3. Предложенный подход имеет очевидные преимущества при описании баллистики комбинированных зарядов, состоящих из различных типов пороховых элементов.

Список литературы и источников

1. Русяк И. Г., Липанов А. М., Ушаков В. М. Физические основы и газовая динамика горения порохов в артиллерийских системах : монография. – М. ; Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2016. – 456 с. – Текст : непосредственный.
2. Русяк И. Г., Тенев В. А. Моделирование баллистики артиллерийского выстрела с учетом пространственного распределения параметров и противодействия // Компьютерные исследования и моделирование. – 2020. – Т. 12, № 5. – С. 1123–1147. – DOI: 10.20537/2076-7633-2020-12-5-1123-1147 – Текст : непосредственный.
3. Русяк И. Г., Тенев В. А. К вопросу о численном моделировании внутренней баллистики для трубчатого заряда в пространственной постановке // Компьютерные исследования и моделирование. – 2021. – Т. 13, № 5. – С. 993–1010. – Текст : непосредственный.
4. Русяк И. Г., Тенев В. А. Влияние размерности математической модели внутренней баллистики на расчетные параметры выстрела для зарядов из зернового пороха // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2021. – № 73. – С. 95–110. – Текст : непосредственный.
5. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. – М. : Наука, 1976. – 400 с. – Текст : непосредственный.
6. Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. Численные методы. – М. : Бином. Лаборатория знаний, 2011. – 640 с. – Текст : непосредственный.

К ВОПРОСУ О ПОВЫШЕНИИ ДУЛЬНОЙ СКОРОСТИ СНАРЯДА ЗА СЧЕТ КОНСТРУКЦИИ ЗАРЯДА

В. А. Тенев, И. Г. Русяк

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова,
Ижевск, Россия

Аннотация. В работе представлены результаты исследования и оптимизации конструкции заряда с целью увеличения дульной скорости снаряда и увеличения дальности стрельбы. Основная задача внутренней баллистики решалась в газодинамической постановке с использованием численной схемы Годунова. Проведено исследование возможности повышения дульной скорости снаряда в условиях ограничений за счет конструкции заряда. Рассмотрены различные типы порохов, отличающиеся степенью прогрессивности. Исследования проводились при различных максимальных уровнях давления в камере орудия. Показана возможность увеличения дульной скорости снаряда за счет прогрессивности горения пороха и увеличения массы заряда.

Ключевые слова: основная задача внутренней баллистики, напряженно-деформированное состояние, задача внешней баллистики, конструкция заряда, дальность выстрела, математическое моделирование.

Введение

Повышение дальности выстрела является актуальной задачей для артиллерийских систем. *Целью* настоящей работы является анализ возможности и пределов повышения баллистических характеристик 120-мм пушки за счет конструкции заряда в условиях имеющихся ограничений, включая прочностные характеристики ствола орудия.

Поскольку исследуется влияние конструкции заряда, то внутрибаллистическую задачу необходимо рассматривать в газодинамической постановке с учетом отдельного описания движения фаз, т.е. с позиции механики гетерогенных реагирующих сред. После вылета снаряда из канала ствола рассматривается задача внешней баллистики, описывающая движение неуправляемого снаряда в условиях нормальной артиллерийской атмосферы. В целом решается комплексная физико-математическая модель выстрела, учитывающая влияние отката ствола, конструкции заряда на внутрибаллистическую динамику выстрела и динамику полета снаряда на траектории и дальность стрельбы, а также влияние баллистических параметров на напряженно-деформированное состояние ствола орудия при выстреле

С использованием разработанной модели проведено исследование возможности повышения дульной скорости снаряда в условиях имеющихся ограничений за счет конструкции заряда. Рассмотрены различные типы порохов, отличающиеся степенью прогрессивности. Исследования проводились при различных максимальных уровнях давления в камере орудия. Показана возможность увеличения дальности стрельбы до проектного уровня за счет конструкции заряда и изменения массы пороха.

Комплексная математическая модель выстрела

Математическая модель внутренней баллистики выстрела с учетом отката орудия

Математическая модель внутренней баллистики выстрела в рамках газодинамического приближения построена при следующих основных допущениях:

- заряд (рис. 1) состоит из трех марок (фракций) пороха, подчиняющихся геометрическому закону горения;
- рассматривается камера без уширения;
- воспламенитель сгорает мгновенно и создает начальное давление p_b ;

- снаряд начинает двигаться по каналу ствола при достижении давления форсирования p_ϕ в камере;
- пороховые элементы различных фракций движутся в виде облака $w_i = w = idem$ (скорости движения различных фракций пороха в данном сечении совпадают) при этом скорость их движения определяется исключительно силовым взаимодействием с газовой фазой.

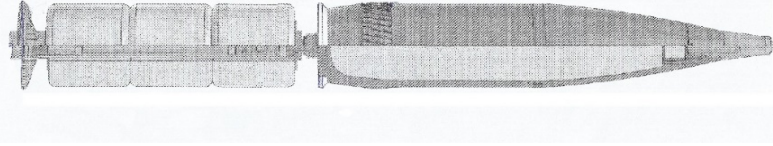


Рис. 1. К постановке задачи внутренней баллистики

В общем случае начальные концентрации пороховых элементов, входящих в соответствующие фракции, полагаем известными функциями, зависящими от координаты: $a_i(0, x) = a_{i0}(x)$.

Уравнения, описывающие движение газопороховой смеси с позиции механики гетерогенных реагирующих сред, в одномерной нестационарной газодинамической постановке в неподвижной системе координат в обозначениях работ [1, 2] имеют вид:

- уравнение сохранения массы пороховых газов

$$\frac{\partial m\rho}{\partial t} + \frac{\partial m\rho v}{\partial x} = \sum_{i=1}^3 G_i, \quad \rho_i = \rho \frac{\omega_i}{\omega}, \quad \omega = \sum_{i=1}^3 \omega_i; \quad (1)$$

- уравнение для счетной концентрации пороховых элементов

$$\frac{\partial a}{\partial t} + \frac{\partial aw}{\partial x} = 0, \quad a_i = a \frac{a_{wi}}{a_n}, \quad a_n = \sum_{i=1}^3 a_{wi}; \quad (2)$$

- уравнение сохранения импульсов для газа

$$\frac{\partial m\rho v}{\partial t} + \frac{\partial m(\rho v^2 + p)}{\partial x} = p \frac{\partial m}{\partial x} + \sum_{i=1}^3 (G_i w - \tau_{wi}) - \frac{\Pi_c}{S_{KH}} \tau_c; \quad (3)$$

- уравнение сохранения импульсов для пороховых элементов

$$\frac{\partial(1-m)\delta w}{\partial t} + \frac{\partial(1-m)(\delta w^2 + p)}{\partial x} = p \frac{\partial(1-m)}{\partial x} - \sum_{i=1}^3 (G_i w - \tau_{wi}); \quad (4)$$

- уравнение сохранения энергии продуктов горения

$$\frac{\partial[m e_v + (1-m) e_w]}{\partial t} + \frac{\partial[m(e_v + p)v + (1-m)(e_w + p)w]}{\partial x} = \sum_{i=1}^3 G_i Q_i - \frac{\Pi_c}{S_{KH}} q_c; \quad (5)$$

- уравнение состояния смеси продуктов горения

$$p(1 - \alpha\rho) = \theta\rho\varepsilon; \quad (6)$$

$$e_v = \rho\varepsilon + \rho \frac{v^2}{2}, \quad e_w = \delta \frac{w^2}{2}; \quad (7)$$

- модель горения пороховых элементов i -й фракции:

– до фазы распада пороховых элементов, когда $z_i \leq 1$ или $\psi_i \leq \psi_{pi} = \kappa_i(1 + \lambda_i + \mu_i)$,

$$\frac{\partial z_i}{\partial t} + w \frac{\partial z_i}{\partial x} = \frac{u_{ki}}{e_{li}}, \quad \psi_i(z_i) = \kappa_i z_i (1 + \lambda_i z_i + \mu_i z_i^2); \quad u_{ki} = u_{li} p \quad (8)$$

– после распада пороховых элементов, когда $\psi_i > \psi_{pi} = \kappa_i(1 + \lambda_i + \mu_i)$,

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + w \frac{\partial \psi_i}{\partial x} = \kappa_i \sigma_i(\psi_i) \frac{u_{ki}}{e_{li}}, \quad (9)$$

$$\sigma_i(\psi_i) = \sigma_i(\psi_{pi}) \sqrt{\frac{1-\psi_i}{1-\psi_{pi}}}, \quad \psi_{pi} \leq \psi_i \leq 1, \quad \sigma_i(\psi_{pi}) = 1 + 2\lambda_i + 3\mu_i;$$

- пористость газопороховой смеси

$$m = 1 - \sum_{i=1}^3 a_i \Lambda_{0i} (1 - \psi_i). \quad (10)$$

Коэффициенты формы пороховых элементов рассчитывались с учетом возможной их бронировки по боковой наружной поверхности. Введем соотношения:

$$(d_{0i} + 2e_{li})\alpha_{N_j} = (D_{0i} - 2e_{li}), \quad e_{li} = \frac{D_{0i} - \alpha_{N_j} d_{0i}}{2[(1 - K_b) + \alpha_{N_j}]}, \quad \beta = \frac{2e_{li}}{L_{0i}},$$

$$A = \frac{D_{0i}^2}{4} - N_j \frac{d_{0i}^2}{4}, \quad B = \frac{e_{li} [(1 - K_b) D_{0i} + N_j d_{0i}]}{A}, \quad C = \frac{e_{li}^2 [N_j - (1 - K_b)]}{A},$$

где $K_b = 1$ при наличии бронировки и $K_b = 0$ при ее отсутствии; $\{N_j\} = \{1, 7, 14, 19\}$ – количество каналов, $j = \overline{1, 4}$; $\alpha_{N_j} = \{1; 3; 4, 328; 4, 863\}$ – коэффициент, равный отношению внешнего диаметра к диаметру внутреннего канала в момент распада порохового зерна. Тогда

$$\kappa_i = B + \beta, \quad \lambda_i = \frac{C - B \cdot \beta}{\kappa_i}, \quad \mu_i = -\frac{C \cdot \beta}{\kappa_i}.$$

Функции массового, силового и энергетического взаимодействия между фазами имеют вид

$$G_i = \begin{cases} a_i S_{0i} \sigma_i(z_i) \delta u_{ki}(p), & \text{если } z_i \leq 1 \text{ или } \psi_i \leq \psi_{pi}, \\ a_i S_{0i} \sigma_i(\psi_i) \delta u_{ki}(p), & \text{если } z_i > 1 \text{ или } \psi_i > \psi_{pi}, \end{cases}$$

$$\tau_{wi} = \lambda_{wi} \frac{\rho(v-w)|v-w|}{2} a_i \frac{S_{0i}}{4}, \quad q_c = \frac{\lambda}{d_{KH}} \text{Nu} \cdot (T - T_c), \quad \tau_c = \frac{\xi}{8} \rho |v| v.$$

Переменная температура поверхности канала ствола T_c определяется из уравнения

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{2\text{Nu}^2 \lambda^2}{d_{KH}^2 c_c \rho_c \lambda_c} (T - T_H - \sqrt{\eta})^2, \quad \sqrt{\eta(t)} = T_c - T_H, \quad \eta(0) = 0. \quad (4.11)$$

Начальные условия:

при $t = 0$, $0 \leq x \leq L_{KM}$

$$v = 0, \quad v_{CH} = 0, \quad x_{CH} = L_{KM}, \quad p = p_B = \frac{\omega_B \beta_B f_1}{W_{KM} - \sum_{i=1}^3 \omega_i / \delta_i - \alpha_1 \omega_B}, \quad \rho_1 = \Delta_B = \frac{\omega_B}{W_{KM} - \sum_{i=1}^3 \omega_i / \delta_i}, \quad (12)$$

$$\rho_2 = 0, \quad \rho_3 = 0, \quad w = 0, \quad z_i = 0, \quad \psi_i = 0, \quad a_i(0, x) = a_{i0}(x), \quad a_i = \frac{\omega_i}{\Lambda_{0i} \delta W_i}, \quad \int_0^{L_{KM}} S_{KH} a_{i0}(x) dx = \frac{\omega_i}{\Lambda_{0i} \delta},$$

$$i = \overline{1, 3}$$

Граничные условия:

$$v = -V_{OT}, \quad w = -V_{OT}. \quad (13)$$

На правой границе задаются уравнения движения снаряда, которое при учете отката ствола орудия (рис. 2) имеют вид

$$k_{CH} q \frac{d(v_{CH} + V_{OT})}{dt} = S_{KH} p_{CH} - k_{CH} q g \sin \vartheta, \quad \text{если } p_{CH} > p_{\Phi}, \quad (14)$$

$$\frac{dl_{CH}}{dt} = v_{CH}.$$

Условие вылета снаряда из канала ствола: $l_{CH} \geq L_{д} - L_{OT}$.

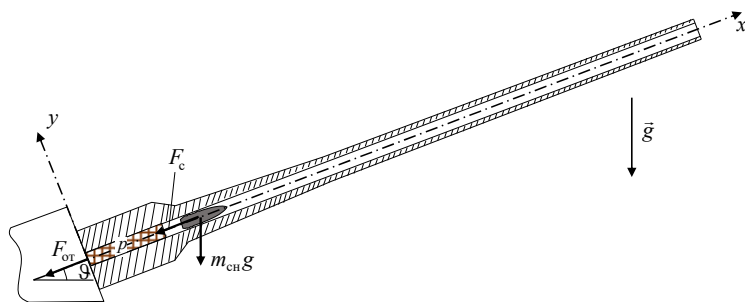


Рис. 2. К постановке задачи об откате ствола орудия

Динамика перемещений откатно-накатного устройства описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial L_{от}}{\partial t} = V_{от}, \\ M_{от} \frac{\partial V_{от}}{\partial t} = p_{кн} S_{кн} + M_{от} g \sin \theta - k_1 L_{от} - k_2 V_{от} - k_3 p_d. \end{cases} \quad (15)$$

Начальные условия:

$$L_{от0} = \frac{M_{от} g \sin \theta}{k_1}, \quad V_{от0} = 0. \quad (16)$$

Система уравнений (1)–(10) с начальными условиями (12) и граничными условиями (13), (14) решается численно с помощью метода, основанного на разностной схеме Годунова [3–5].

Уравнения для температуры поверхности ствола (11), движения снаряда (14) и система, описывающая перемещения откатно-накатного устройства (15) с начальными условиями (16), решаются методом Рунге – Кутты 4-го порядка [6].

Математическая модель напряженно-деформированного состояния ствола при выстреле с учетом отката орудия

Система уравнений напряженно-деформированного состояния ствола в квазиодномерной нестационарной постановке при допущениях и обозначениях работы [7–9] имеет вид:

- продольные колебания по оси Ox

$$\rho F \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\rho F g \sin \theta - f_d + \frac{\partial}{\partial x} (F \sigma^{xx}); \quad (17)$$

- поперечные колебания по оси Oy

$$\rho F \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -\rho F g \cos \theta - f_{чн} \cos \theta + (F \sigma^{xx} + pS) \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(EJ_0 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right). \quad (18)$$

При этом

$$\sigma^{xx} = E \frac{\partial u}{\partial x} + \nu (\sigma^{rr} + \sigma^{\varphi\varphi}), \quad \sigma^{rr} = p(x, t) \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \left(1 - \frac{r_2^2}{r^2} \right), \quad \sigma^{\varphi\varphi} = p(x, t) \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \left(1 + \frac{r_2^2}{r^2} \right); \quad (19)$$

$$\sigma^{rr} + \sigma^{\varphi\varphi} = \frac{2p(x, t)r_1^2}{r_2^2 - r_1^2}, \quad (20)$$

где $p(x, t)$ – внутрибаллистическое давление, определяемое из решения задачи внутренней баллистики выстрела.

Начальные условия:

$$u(x, 0) = u_0(x), \quad \frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad v(x, 0) = v_0(x), \quad \frac{\partial v}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0. \quad (21)$$

Граничные условия на казённом срезе:

$$u(0,t) = -L_{от}(t), \quad v(0,t) = 0, \quad \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad (22)$$

Граничные условия в точке дульного среза:

$$FE \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=L} = 0, \quad EJ_o \left. \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right|_{x=L} = 0, \quad \left. \frac{\partial}{\partial x} \left(EJ_o \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) \right|_{x=L} = 0. \quad (23)$$

Система дифференциальных уравнений (17), (18) с начальными условиями (21) и граничными условиями (22), (23) решается численно с помощью интегро-интерполяционного метода [10].

Математическая модель внешней баллистики выстрела

Траектория движения снаряда строится в стартовой системе координат $O_c x_c y_c z_c$, связанной с точкой расположения орудия и ориентированной по направлению стрельбы (рис. 3). При допущениях и обозначениях работ [11–14] уравнения внешней баллистики можно записать в виде

$$\frac{dx_c}{dt} = V_{пр} \cos \psi, \quad \frac{dy_c}{dt} = V_{к} \sin \theta, \quad \frac{dz_c}{dt} = -V_{пр} \sin \psi. \quad (24)$$

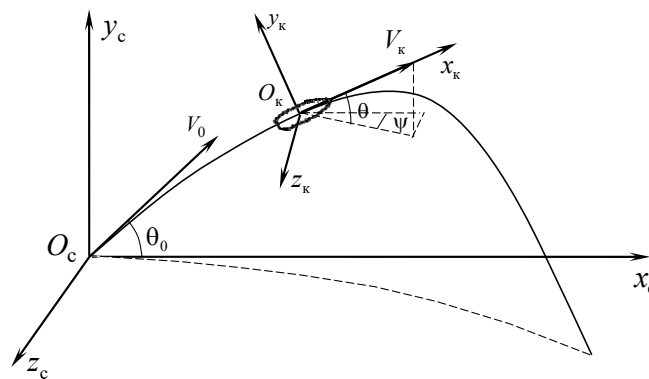


Рис. 3. К постановке задачи внешней баллистики: стартовая $O_c x_c y_c z_c$ и траекторная $O_k x_k y_k z_k$ системы координат

Путевая скорость снаряда, приведенная к поверхности Земли, определяется выражением $V_{пр} = V_{к} \cos \theta r_3(y_c)$, где $V_{к}$ – скорость центра масс снаряда; $r_3(y_c)$ – коэффициент учета формы поверхности Земли, в случае плоской поверхности $r_3(y_c) = 1$.

Параметры движения снаряда определяются в траекторной системе координат $O_k x_k y_k z_k$, связанной с центром масс снаряда и ориентированной по вектору скорости (см. рис. 3). Соответствующие уравнения имеют вид:

- уравнение скорости снаряда

$$\frac{dV_{к}}{dt} = -g \sin \theta - \frac{C_{x_k} q S_M}{m}; \quad (25)$$

- уравнение угла наклона траектории

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{g \cos \theta}{V_{к}} - \frac{C_{y_k} q S_M}{m V_{к}} + \Delta \dot{\theta}_3; \quad (26)$$

- уравнение угла пути

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{f_{z_k} I_x \omega_x \dot{\theta}}{l m V_{к} \cos \theta} - \frac{C_{z_k} q S_M}{m V_{к} \cos \theta} + \Delta \dot{\psi}_3. \quad (27)$$

Здесь $C_{x_k}, C_{y_k}, C_{z_k}$ – коэффициенты проекций аэродинамической силы на оси траекторной системы координат $O_k x_k y_k z_k$; f_{z_k} – коэффициент деривации; $\Delta\dot{\theta}_3, \Delta\dot{\psi}_3$ – производные дополнительных углов наклона траектории и пути, связанные с кривизной поверхности и вращением Земли соответственно.

Для учета эффекта деривации вращающихся снарядов необходимо определять изменение скорости вращения при движении снаряда по траектории. Уравнение аксиальной угловой скорости снаряда имеет вид

$$\frac{d\omega_x}{dt} = -\frac{m_x q S_M l}{I_x}. \quad (28)$$

Коэффициенты проекций силы аэродинамического сопротивления в уравнениях (25)–(27) определяются следующим образом:

$$C_{x_k} = C_x(M) + \Delta C_{x_k}(\varepsilon_w), \quad C_{y_k} = \Delta C_{y_k}(\varepsilon_w), \quad C_{z_k} = \Delta C_{z_k}(\varepsilon_w), \quad (29)$$

где $C_x(M)$ – аппроксимация зависимости коэффициента лобового сопротивления снаряда от числа Маха, задается на основе эталонных эмпирических зависимостей; $\Delta C_{x_k}(\varepsilon_w), \Delta C_{y_k}(\varepsilon_w), \Delta C_{z_k}(\varepsilon_w)$ – отклонения коэффициентов составляющих аэродинамической силы, вызываемые ветром.

Соотношение для вычисления коэффициента деривации, используемого в уравнении (27), имеет вид: $f_{z_k} = i_z f_z(M)$, где i_z – коэффициент согласования бокового отклонения снаряда; $f_z(M)$ – деривационная функция.

Распределение параметров атмосферы по высоте задается функцией виртуальной температуры воздуха $\tau(y_c)$ и безразмерной функцией давления воздуха $\pi(y_c)$.

Для расчета функции давления воздуха решается дифференциальное уравнение

$$\frac{d\pi(y_c)}{dt} = -\frac{g\pi(y_c)\dot{y}_c}{R\tau(y_c)}, \quad (30)$$

где R – удельная газовая постоянная воздуха.

Начальные условия в момент вылета снаряда из ствола орудия $t = t_0$:

$$\begin{aligned} x_c(t_0) &= x_0, \quad y_c(t_0) = y_0, \quad z_c(t_0) = z_0, \\ V_k(t_0) &= V_0, \quad \theta(t_0) = \theta_0, \quad \psi(t_0) = 0, \quad \omega_x(t_0) = \omega_{x0}, \\ \pi(t_0) &= \pi(y_0). \end{aligned} \quad (31)$$

Координаты x_0, z_0 центра масс снаряда в момент вылета из ствола принимаются $x_0 = z_0 = 0$. Координата y_0 определяется в зависимости от угла стрельбы по формуле

$$y_0 = y_0^{\text{ct}} + l_{\text{ct}} \sin \theta_0. \quad (32)$$

Начальная скорость снаряда V_0 определяется из решения задачи внутренней баллистики $V_0 = v_d$.

Начальное значение аксиальной угловой скорости ω_{x0} определяется в зависимости от начальной скорости V_0 по формуле

$$\omega_{x0} = \frac{2\pi V_0}{nd}. \quad (33)$$

Начальное значение угла наклона траектории соответствует углу стрельбы максимальной дальности $\theta_0 = \theta_{\text{max}} = 45$ градусов.

Система дифференциальных уравнений (24)–(30) с начальными условиями (31)–(33) решается численно методом Рунге – Кутты 4-го порядка [6].

Оптимизация конструкции заряда с целью увеличения дульной скорости снаряда и дальности стрельбы в условиях ограничений

В качестве базового варианта рассмотрим штатный выстрел из 120-мм орудия с $\omega/q = 0,13$ на максимальную дальность. Для достижения заданных значений $p_{\text{кн}}^{\text{max}}$ и v_d варьировали значениями единичной скорости горения u_1 и коэффициентом массы снаряда $k_{\text{сн}}$. Результаты расчета основных параметров внутрибаллистического процесса штатного выстрела приведены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты расчета внутренней баллистики штатного выстрела с учетом отката

$p_{\text{кн}}^{\text{max}}$, МПа	$p_{\text{ср}}^{\text{max}}$, МПа	$p_{\text{сн}}^{\text{max}}$, МПа	v_d , м/с	ψ	$L_{\text{от}}$, м	$V_{\text{от}}$, м/с	$k_{\text{сн}}$	u_1 , м/(с Па)
140,0	137,1	129,5	538,0	0,997	0,136	15,6	1,005	$7,97 \cdot 10^{-10}$

Результаты расчета параметров внутрибаллистического процесса с учетом и без учета отката ствола приведены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты расчета внутренней баллистики с учетом и без учета отката

Параметр	$P_{\text{кн}}^{\text{max}}$, МПа	v_d , м/с
Газодинамическая модель с учетом отката	140,0	538,0
Газодинамическая модель без учета отката	140,1 (+0,1 %)	548,4 (+1,9 %)

Результаты расчета параметров внутренней баллистики с учетом и без учета отката ствола по максимуму давления практически не отличаются, отличие по дульной скорости составляет порядка 2 %.

На основе решения прямой задачи внешней баллистики был определен угол θ_0^{max} , при котором достигается максимальная дальность стрельбы X_{max} . Расчеты показали, что при начальной скорости $V_0 = 538$ м/с максимальная дальность $X_{\text{max}} = 13000$ м достигается при угле стрельбы $\theta_0^{\text{max}} = 45$ градусов.

Для оценки увеличения дальности полета снаряда при изменении его начальной скорости была определена зависимость дальности стрельбы X_{max} от начальной скорости V_0 при угле стрельбы, соответствующем углу максимальной дальности $\theta_0 = \theta_0^{\text{max}} = 45$ градусов. Аппроксимация полученных данных линейной зависимостью, рассчитанной по МНК, для диапазона скоростей $V_0 \in [500; 650]$ м/с имеет вид

$$X_{\text{max}} = 22,925 V_0 + 666,8, \text{ м.} \quad (34)$$

Среднеквадратическая ошибка аппроксимации дальности стрельбы по формуле (34) составила 6,5 м (0,05 % от максимальной дальности для штатного выстрела).

Задачей исследования являлось изучение возможности увеличения дальности стрельбы до 15000 м. Расчеты показывают (34), что проектная дальность стрельбы на уровне $X_{\text{max}} = 15000$ м может быть получена при значении начальной скорости снаряда $V_0 = 625,2$ м/с.

Для достижения заданной цели рассмотрим изменение внутрибаллистических параметров за счет прогрессивности горения пороховых элементов. С этой целью помимо трубчатого пороха, который используется в штатном заряде, исследовались также заряды, состоящие из 7-канальных и 19-канальных пороховых элементов.

В таблице 3 приведены параметры заряда для пороховых элементов с различным количеством каналов n . Для трубчатого пороха (вариант 2) предусмотрена бронировка внешней по-

верхности пороховых трубок. Единичная скорость горения u_1 для всех вариантов подбиралась из условия максимума давления в стволе $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 140$ МПа, которое соответствует штатному выстрелу.

На рисунках 4 и 5 представлены зависимости давления на дно канала ствола $p_{\text{кн}}$ и скорости снаряда $v_{\text{сн}}$ от времени для зарядов, состоящих из пороховых элементов с различной формой и бронировкой внешней поверхности пороховых трубок (варианты 1–4).

Таблица 3. Параметры заряда с различной формой пороховых элементов

№ варианта	Число каналов n	D_0 , мм	d_0 , мм	L_0 , мм	ω , кг	u_1 , м/(с Па)
1 штатный	1	5,14	1,88	64,0	2,577	$7,97 \cdot 10^{-10}$
2	1 бронир.	5,14	1,88	64,0	2,577	$21,46 \cdot 10^{-10}$
3	7	7,70	0,70	25,0	2,577	$9,22 \cdot 10^{-10}$
4	19	12,0	0,70	25,0	2,577	$10,32 \cdot 10^{-10}$

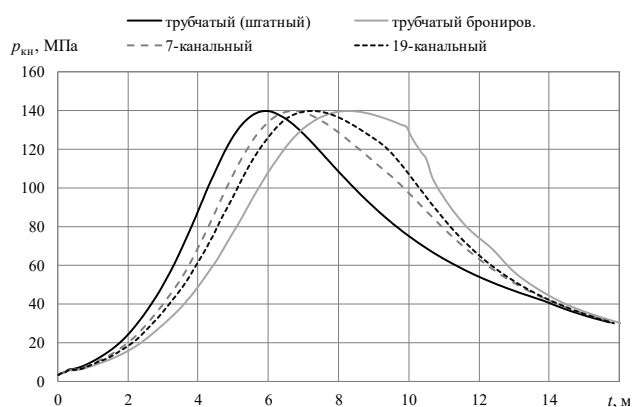


Рис. 4. Зависимость давления на дно канала ствола $p_{\text{кн}}$ от времени (варианты 1–4)

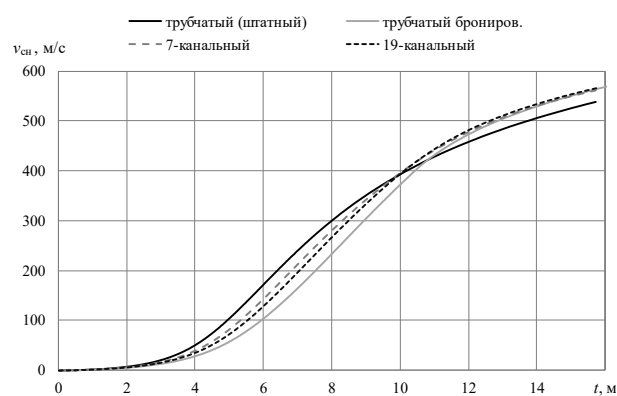


Рис. 5. Зависимость скорости снаряда $v_{\text{сн}}$ от времени (варианты 1–4)

Как видно из рисунка 5, увеличение количества каналов пороховых элементов и бронировка внешней поверхности позволяет повысить дульную скорость за счет повышения прогрессивности горения. Однако это повышение незначительно, поэтому было решено увеличить массу заряда.

В таблице 4 приведены параметры порохового заряда для увеличенной массы пороха до 3 кг при максимальном давлении $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 140$ МПа.

Таблица 4. Параметры заряда с увеличенной массой

№ варианта	Число каналов n	D_0 , мм	d_0 , мм	L_0 , мм	ω , кг	u_1 , м/(с Па)
5	1	5,14	1,88	64,0	3,000	$6,32 \cdot 10^{-10}$
6	1 бронир.	5,14	1,88	64,0	3,000	$17,96 \cdot 10^{-10}$
7	7	7,70	0,70	25,0	3,000	$7,54 \cdot 10^{-10}$
8	19	12,0	0,70	25,0	3,000	$8,51 \cdot 10^{-10}$

В таблице 5 представлены результаты расчета внутрибаллистических параметров для рассматриваемых вариантов порохового заряда при максимальном давлении $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 140$ МПа.

Таблица 5. Результаты расчета внутрибаллистических параметров при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 140$ МПа

№ варианта	Число каналов n	ω , кг	$p_{\text{ср}}^{\text{max}}$, МПа	$p_{\text{сн}}^{\text{max}}$, МПа	$v_{\text{д}}$, м/с	$\Delta v_{\text{д}}$, м/с	$L_{\text{от}}$, м	$V_{\text{от}}$, м/с
1 штатный	1	2,577	137,0	129,5	538,0	–	0,136	15,6
<i>Изменение формы пороховых элементов и бронировка</i>								
2	1 бронир.	2,577	136,9	131,2	570,9	32,9	0,136	16,7
3	7	2,577	137,0	129,8	562,5	24,5	0,137	16,5
4	19	2,577	137,2	130,8	566,9	28,9	0,137	16,6
<i>Увеличение массы заряда</i>								
5	1	3,000	136,6	127,1	516,1	-21,9	0,138	15,0
6	1 бронир.	3,000	137,1	129,7	590,2	52,2	0,149	17,7
7	7	3,000	136,4	127,9	557,8	19,8	0,139	16,5
8	19	3,000	137,1	128,8	576,6	38,6	0,139	17,2

На основе результатов расчета, приведенных в таблице 5, можно сделать следующие выводы. При ограничении давления в стволе $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 140$ МПа максимальное увеличение дульной скорости, по сравнению со штатным вариантом выстрела, достигает 52,2 м/с в случае бронировки внешней поверхности трубчатых пороховых элементов и увеличения массы заряда (вариант 6). При использовании 7-канального пороха наибольший прирост дульной скорости составил 24,5 м/с, который наблюдался при неизменной массе заряда (вариант 3). При использовании 19-канального пороха и увеличении массы заряда прирост дульной скорости составил 38,6 м/с (вариант 8).

В процессе численного моделирования было установлено также, что при заданном максимальном давлении для каждого вида пороха имеется своя оптимальная масса заряда, обеспечивающая достижение наибольшей скорости. Так, например, для штатного выстрела при ограничении на давление $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 140$ МПа оптимальная масса заряда $\omega = 2,5$ кг.

Для дополнительного увеличения дульной скорости было решено увеличить максимальное давление в канале ствола до значения $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа. В таблице 6 приведены параметры порохового заряда для рассматриваемых вариантов при максимальном давлении $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа. Единичная скорость горения u_1 подбиралась из условия достижения максимума давления в стволе $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа для всех вариантов.

Таблица 6. Параметры порохового заряда при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа

№ варианта	Число каналов n	D_0 , мм	d_0 , мм	L_0 , мм	ω , кг	u_1 , м/(с Па)
<i>Изменение формы пороховых элементов и бронировка</i>						
9	1	5,14	1,88	64,0	2,577	$8,77 \cdot 10^{-10}$
10	1 бронир.	5,14	1,88	64,0	2,577	$22,68 \cdot 10^{-10}$
11	7	7,70	0,70	25,0	2,577	$10,05 \cdot 10^{-10}$
12	19	12,0	0,70	25,0	2,577	$11,05 \cdot 10^{-10}$
<i>Увеличение массы заряда</i>						
13	1	5,14	1,88	64,0	3,000	$6,93 \cdot 10^{-10}$
14	1 бронир.	5,14	1,88	64,0	3,000	$19,07 \cdot 10^{-10}$
15	7	7,70	0,70	25,0	3,000	$8,18 \cdot 10^{-10}$
16	19	12,0	0,70	25,0	3,000	$9,14 \cdot 10^{-10}$

В таблице 7 представлены результаты расчета внутрибаллистических параметров для рассматриваемых вариантов при максимальном давлении $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа.

Таблица 7. Результаты расчета внутрибаллистических параметров при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа

№ варианта	Число каналов n	ω , кг	$P_{\text{ср}}^{\text{max}}$, МПа	$P_{\text{сн}}^{\text{max}}$, МПа	$v_{\text{д}}$, м/с	$\Delta v_{\text{д}}$, м/с	$L_{\text{от}}$, м	$V_{\text{от}}$, м/с
1 штатный 140 МПа	1	2,577	137,0	129,5	538,0	–	0,136	15,6
<i>Изменение формы пороховых элементов и бронировка</i>								
9	1	2,577	166,4	156,8	576,1	38,1	0,138	17,0
10	1 бронир.	2,577	165,7	158,8	588,7	50,7	0,137	17,3
11	7	2,577	166,3	158,1	587,8	49,8	0,138	17,4
12	19	2,577	166,3	158,9	589,3	51,3	0,137	17,4
<i>Увеличение массы заряда</i>								
13	1	3,000	165,4	154,4	567,7	29,7	0,140	17,0
14	1 бронир.	3,000	166,0	157,2	617,9	79,9	0,141	18,8
15	7	3,000	165,4	155,6	602,6	64,6	0,141	18,2
16	19	3,000	166,0	156,6	611,5	73,5	0,141	18,5

На основе результатов расчета, представленных в таблице 7, можно сделать следующие выводы. При максимальном давлении в стволе $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа, максимальное увеличение дульной скорости по сравнению со штатным выстрелом достигает 79,9 м/с в случае бронирования внешней поверхности трубчатых элементов и увеличения массы заряда (вариант 14). При использовании 7-канального пороха и увеличении массы заряда максимальный прирост дульной скорости составил 64,6 м/с (вариант 15). При использовании 19-канального пороха и увеличении массы заряда максимальный прирост дульной скорости составил 73,5 м/с (вариант 16).

Для наиболее перспективных вариантов заряда (варианты 14–16) определили оптимальную массу пороха, обеспечивающую максимальное значение дульной скорости снаряда при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа. В таблице 8 приведены параметры порохового заряда для перспективных вариантов при максимальном давлении $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа.

Таблица 8. Параметры порохового заряда при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа и оптимальной массе пороха

№ варианта	Число каналов n	D_0 , мм	d_0 , мм	L_0 , мм	ω , кг	u_1 , м/(с Па)
17	1 бронир.	5,14	1,88	64,0	3,160	$17,88 \cdot 10^{-10}$
18	7	7,70	0,70	25,0	3,100	$7,79 \cdot 10^{-10}$
19	19	12,0	0,70	25,0	3,200	$8,35 \cdot 10^{-10}$

Таблица 9. Результаты расчета внутрибаллистических параметров при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа и оптимальной массе заряда

№ варианта	Число каналов n	ω , кг	$P_{\text{ср}}^{\text{max}}$, МПа	$P_{\text{сн}}^{\text{max}}$, МПа	$v_{\text{д}}$, м/с	$\Delta v_{\text{д}}$, м/с	$L_{\text{от}}$, м	$V_{\text{от}}$, м/с	X_{max} , м
1 штатный 140 МПа	1	2,577	137,0	129,5	538,0	–	0,136	15,6	13000
<i>Выбор оптимальной массы заряда</i>									
17	1 бронир.	3,160	165,9	156,1	625,2	87,2	0,142	19,2	15000
18	7	3,100	165,5	154,3	603,1	65,1	0,142	18,3	14490
19	19	3,200	166,0	154,4	615,7	77,7	0,142	18,8	14782

На рисунке 6 представлены эпюры давления по длине ствола при выстреле для штатного варианта заряда (вариант 1) и вариантов заряда с оптимальной массой (варианты 17–19).

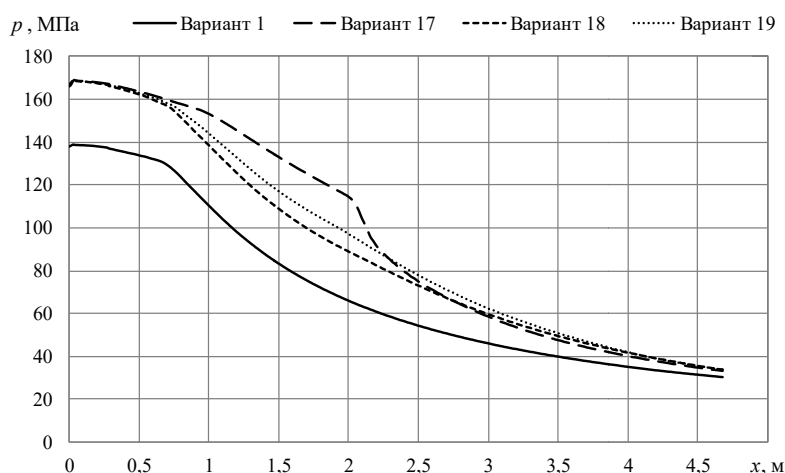


Рис. 6. Эпюры давления по длине ствола при выстреле (варианты 1, 17–19)

Таким образом, при максимальном давлении в стволе 170 МПа и оптимальной массе заряда из трубчатого пороха с бронировкой внешней поверхности (вариант 17) прирост дульной скорости по сравнению со штатным выстрелом составил 87,2 м/с, что соответствует увеличению максимальной дальности стрельбы до 15,0 км. Для заряда из 7-канального пороха (вариант 18) прирост дульной скорости составил 65,1 м/с, что соответствует увеличению максимальной дальности стрельбы до 14,5 км. При использовании заряда из 19-канального пороха (вариант 19) прирост дульной скорости составил 77,7 м/с, что соответствует увеличению максимальной дальности стрельбы до 14,8 км.

Путь, импульс и скорость отката, а также прочностные характеристики ствола орудия были рассчитаны для вариантов 1, 17, 18 и 19.

На рисунке 7 приведены распределения максимальных эквивалентных напряжений.

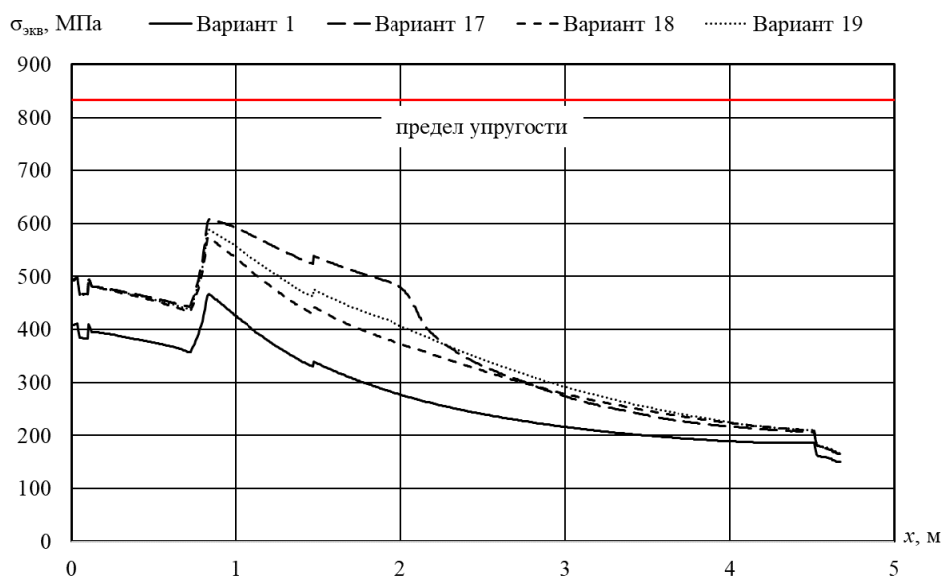


Рис. 7. Распределение максимальных эквивалентных напряжений $\sigma_{\text{экв}}$ по длине ствола

В таблице 10 представлены результаты расчета параметров отката: максимальная длина отката $L_{\text{от}}^{\text{max}}$, максимальная скорость отката $V_{\text{от}}^{\text{max}}$ и импульс силы давления, действующей на откатные части пушки $J_{\text{от}}^{\text{max}}$, для вариантов 1, 17, 18 и 19.

Таблица 10. Результаты расчета параметров отката ствола пушки для наиболее перспективных вариантов заряда при $p_{\text{кн}}^{\text{max}} = 170$ МПа

№ варианта	Число каналов n	ω , кг	$L_{\text{от}}^{\text{max}}$, м	$V_{\text{от}}^{\text{max}}$, м/с	$J_{\text{от}}^{\text{max}}$, кН·с
1 штатный 140 МПа	1	2,577	0,480	15,18	13,43
17	1 бронир.	3,160	0,565	18,69	15,90
18	7	3,100	0,546	17,84	15,35
19	19	3,200	0,558	18,36	15,70

Заключение

1. Проведены численные исследования возможности и пределов увеличения дульной скорости снаряда и дальности стрельбы в условиях имеющихся ограничений. Рассмотрены четыре вида пороховых элементов: трубчатый порох и трубчатый порохс бронировкой внешней поверхности, 7-канальный и 19-канальный порох.

2. Установлено, что увеличение геометрической прогрессивности горения пороховых элементов благоприятно сказывается на увеличении дульной скорости при ограничении на максимальное давление. При этом для каждой формы пороха и заданного максимального давления существует своя оптимальная масса заряда, обеспечивающая достижение максимальной дульной скорости.

Список литературы и источников

1. Русяк И. Г., Липанов А. М., Ушаков В. М. Физические основы и газовая динамика горения порохов в артиллерийских системах : монография. – М. ; Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2016. – 456 с. – Текст : непосредственный.
2. Русяк И. Г., Ушаков В. М. Внутрикамерные гетерогенные процессы в ствольных системах. – Екатеринбург : УрО РАН, 2001. – 259 с. – Текст : непосредственный.
3. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. – М. : Наука, 1976. – 400 с. – Текст : непосредственный.
4. Русяк И. Г., Тенев В. А. Моделирование баллистики артиллерийского выстрела с учетом пространственного распределения параметров и противодействия // Компьютерные исследования и моделирование. – 2020. – Т. 12, № 5. – С. 1123–1147. – DOI: 10.20537/2076-7633-2020-12-5-1123-1147 – Текст : электронный.
5. Русяк И. Г., Тенев В. А. Влияние размерности математической модели внутренней баллистики на расчетные параметры выстрела для зарядов из зернового пороха // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2021. – № 73. – С. 95–110. – Текст : непосредственный.
6. Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. Численные методы. – М. : Бином. Лаборатория знаний, 2011. – 640 с. – Текст : непосредственный.
7. Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с. – Текст : непосредственный.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. – М. : Наука, 1965. – 202 с. – Текст : непосредственный
9. Орлов Б. В., Ларман Э. К., Маликов В. Г. Устройство и проектирование стволов артиллерийских орудий. – М. : Машиностроение, 1976. – 432 с. – Текст : непосредственный.
10. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. – М. : Наука, 1971. – 553 с. – Текст : непосредственный.
11. ГОСТ 20058–80. Динамика летательных аппаратов в атмосфере. Термины, определения и обозначения. – М. : Государственный комитет СССР по стандартам, 1980. – Текст : непосредственный.
12. ГОСТ 4401–81. Атмосфера стандартная. Параметры. Межгосударственный стандарт. – М. : Издательство стандартов, 1981. – Текст : непосредственный.
13. Коновалов А. А., Николаев Ю. В. Внешняя баллистика. – М. : ЦНИИ информации, 1979. – 228 с. – Текст : непосредственный.
14. Дмитриевский А. А., Лысенко Л. Н. Внешняя баллистика. – М. : Машиностроение, 2005. – 640 с. – Текст : непосредственный.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВНЕШНЕЙ БАЛЛИСТИКИ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ УГЛАМИ НУТАЦИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СНАРЯДА

Ф. С. Бондарев, В. Г. Суфиянов

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова,
Ижевск, Россия

Аннотация. В работе представлены результаты реализации компьютерной модели внешней баллистики Эйлера – Пуассона, которая позволяет проводить расчет движения снарядов, стабилизированных вращением, при различных углах нутации. Математическая модель Эйлера – Пуассона представляет собой систему дифференциальных уравнений со специфической левой частью, которая решается неявным методом Рунге – Кутты. Разработано программное обеспечение для моделирования и 3D-визуализации движения снаряда на внешнебаллистической траектории.

Ключевые слова: математическое моделирование, внешняя баллистика, углы нутации, 3D-визуализация.

Введение

Во время стрельбы точность и кучность попаданий зависит от множества факторов. Помимо возмущающих условий среды, таких как ветер, огромную роль оказывают колебания ствола. Стремительное возрастание давления и скорости движения снаряда при выстреле приводит к возникновению колебаний ствола. Исследование влияния начальных условий вылета снаряда из дульного среза на точность стрельбы является актуальной научной и практической задачей, так как колебания вызывают возмущения при вылете снаряда из ствола, оказывая огромную роль на формирование начальных условий для задачи внешней баллистики, определяющей дальнейшее движение снаряда.

Целью работы является анализ и реализация математических моделей движения снаряда по внешнебаллистической траектории с произвольными углами нутации.

В статье представлен пример моделирования 30-мм осколочно-фугасного снаряда. Рассмотрены различные математические модели внешней баллистики и проведено сравнение результатов моделирования.

Описание систем координат во внешней баллистике

Во внешней баллистике различают несколько систем координат: стартовую, нормальную подвижную, траекторную и связанную. Каждая из них имеет свое назначение и используется для решения разных задач. Стартовая система координат $O_0X_cY_cZ_c$ представляет собой неподвижную систему, фиксированную относительно точки вылета снаряда. В этой системе горизонтальная ось O_0X_c направлена вдоль линии горизонта, вертикальная O_0Y_c – вверх, третья ось O_0Z_c формирует правую систему координат. Данная система координат применяется для задания начальных условий движения снаряда, таких как начальная скорость, угол вылета и положение в пространстве [1].

Траекторная система координат $OX_kY_kZ_k$ движется вместе с центром масс снаряда и центрирована на нем. Ось OX_k ориентирована по вектору скорости, OY_k – вдоль нормали к траектории, а ось OZ_k – перпендикулярно первым двум. В этой системе вычисляются аэродинамические силы, действующие на снаряд, такие как силы лобового сопротивления и подъемная сила, которые зависят от угла атаки и скорости относительного потока воздуха. Взаимное расположение траекторной и стартовой систем представлено на рисунке 1.

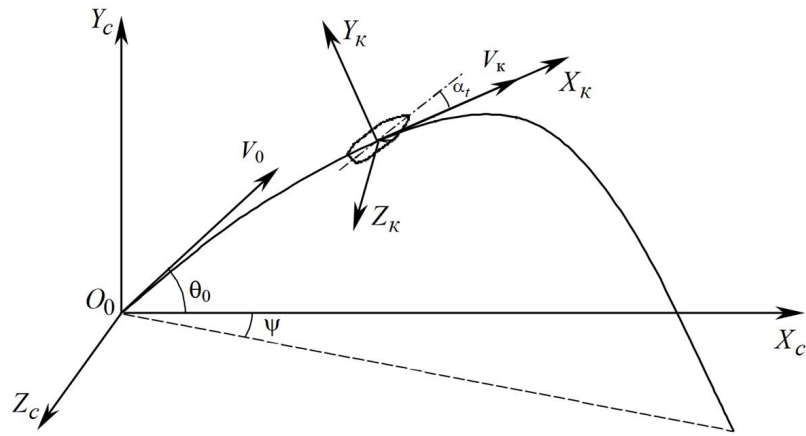
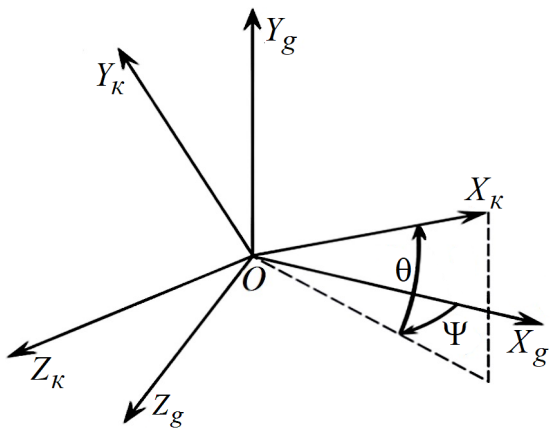


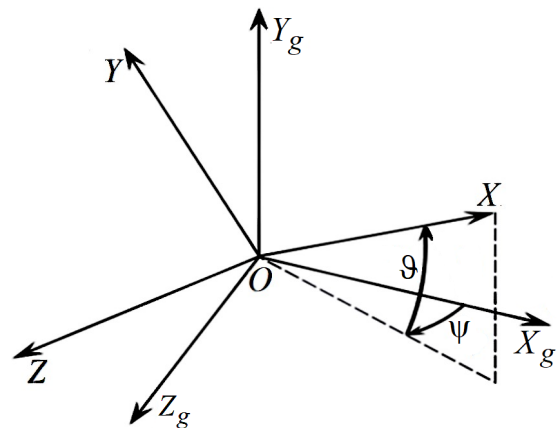
Рис. 1. Взаимная ориентация стартовой и траекторной систем координат

В нормальной системе координат $OX_g Y_g Z_g$ направление осей совпадает с направлением в стартовой системе координат, однако начало расположено в центре масс снаряда.

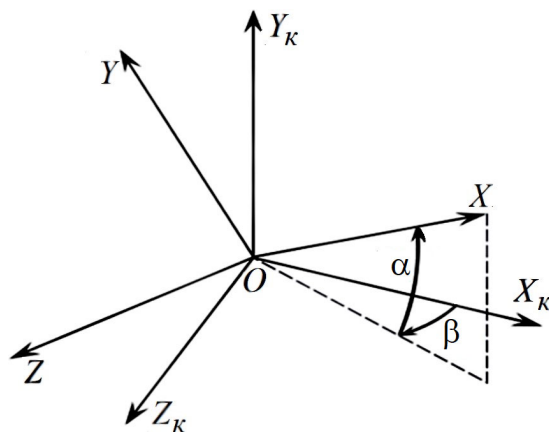
Связанная система координат $OXYZ$ связана со снарядом и перемещается вместе с ним. Ее оси совпадают с главными осями инерции снаряда: продольная ось OX направлена вдоль оси симметрии снаряда, нормальная ось OY расположена в плоскости симметрии снаряда и направлена к его верхней части, поперечная ось OZ образует правую тройку векторов. В этой системе вычисляется угловая скорость снаряда и моменты аэродинамических сил. Она используется для анализа вращательного движения снаряда. Взаимная ориентация подвижных систем координат представлена на рисунке 2.



а – траекторная и нормальная системы координат



б – связанная и нормальная системы координат



в – связанная и траекторная системы координат

Рис. 2. Взаимная ориентация подвижных систем координат

Нормальная и связанная системы координат связаны через углы тангажа ϑ , рыскания ψ и крена γ . Угол тангажа ϑ – угол между продольной осью OX и плоскость OX_gZ_g . Угол рыскания ψ – угол между осью OX_g и проекцией продольной оси снаряда OX на плоскость OX_gZ_g . Угол крена γ – угол между поперечной осью OZ и осью OZ_g , смещенной в положение, соответствующее нулевому углу рыскания.

Положение траекторной системы координат относительно нормальной определяется через угол наклона траектории θ и угол пути Ψ . Угол наклона траектории θ – угол между вектором скорости и горизонтальной плоскостью OX_gZ_g . Угол пути Ψ – угол между осью OX_g и проекцией вектора скорости на плоскость OX_gZ_g .

Связь между траекторной и связанной системами координат осуществляется с помощью угла атаки α и угла скольжения β . Угол атаки α – угол между проекцией вектора скорости на плоскость симметрии снаряда OXY и продольной осью OX . Угол скольжения β – угол между вектором скорости и плоскостью OXY . Суммарный угол, состоящий из углов атаки и скольжения называется пространственным углом атаки α_t .

Математическая модель внешней баллистики для малых углов нутации

Система (1) представляет собой систему дифференциальных уравнений, описывающую математическую модель внешней баллистики для малых углов нутации [2].

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = V_k \cos \theta \cos \Psi; \\ \frac{dy}{dt} = V_k \sin \theta; \\ \frac{dz}{dt} = -V_k \cos \theta \sin \Psi; \\ \frac{dV_k}{dt} = -g \sin \theta - \frac{C_{x_k} q S_M}{m}; \\ \frac{d\theta}{dt} = -\frac{g \cos \theta}{V_k} - \frac{C_{y_k} q S_M}{m V_k}; \\ \frac{d\Psi}{dt} = -\frac{C_{z_k} q S_M}{m V_k \cos \theta}; \\ \frac{d\omega_x}{dt} = -\frac{m_x q S_M l}{I_x}; \\ \frac{d\delta_y}{dt} = \frac{\omega_y - \dot{\psi} \cos(\theta + \delta_z) - \dot{\theta} \delta_y \delta_z}{\cos \delta_z}; \\ \frac{d\delta_z}{dt} = \omega_z - \dot{\psi} \sin \theta \delta_y - \dot{\theta} \cos \delta_y; \\ \frac{d\omega_y}{dt} = \frac{m_1 q S_M l - I_x \omega_x \omega_z}{I_z}; \\ \frac{d\omega_z}{dt} = \frac{m_2 q S_M l + I_x \omega_x \omega_y}{I_z}, \end{array} \right. \quad (1)$$

где x – дальность; y – высота полета; z – боковое отклонение; V_k – скорость центра масс снаряда; θ – угол наклона траектории; Ψ – угол пути; ω_x – аксиальная угловая скорость снаряда;

да; δ_y, δ_z – горизонтальная и вертикальная составляющие угла нутации, ω_y, ω_z – горизонтальная и вертикальная составляющие экваториальной угловой скорости, $C_{x_k}, C_{y_k}, C_{z_k}$ – коэффициенты проекций аэродинамической силы на оси траекторной системы координат $OX_k Y_k Z_k$; $q = \frac{\rho M^2 a^2}{2}$ – скоростной напор воздуха; $S_M = \frac{\pi d^2}{4}$ – площадь миделева сечения; d – калибр снаряда; m – масса снаряда; M – число Маха; a – скорость звука; m_x – коэффициент аксиального аэродинамического момента; l – длина снаряда; m_1, m_2 – коэффициенты соответствующих составляющих момента аэродинамической силы; I_x, I_y, I_z – моменты инерции относительно соответствующих осей.

Углы атаки α и скольжения β связаны с составляющими углов нутации δ_y, δ_z соотношениями [3]

$$\alpha = \delta_z - \varepsilon_{w_2};$$

$$\beta = \delta_y - \varepsilon_{w_1},$$

где $\varepsilon_{w_1}, \varepsilon_{w_2}$, – составляющие угла сноса ветром. Следовательно, при отсутствии ветра данные углы совпадают.

Коэффициенты проекций аэродинамической силы сопротивления определяются по следующим зависимостям [4]:

$$\begin{aligned} C_{x_k} &= C_x^a(M, \alpha_t); \\ C_{y_k} &= -C_y^a(M, \alpha) + C_z^a(\overline{\omega_x}, \beta); \\ C_{z_k} &= -C_y^a(M, \beta) - C_z^a(\overline{\omega_x}, \alpha), \end{aligned} \quad (2)$$

где α_t – пространственный угол атаки; $\overline{\omega_x} = \frac{\omega_x l}{Ma}$ – безразмерная аксиальная угловая скорость; $C_x^a(M, \alpha_t)$, $C_y^a(M, \alpha_t)$, $C_z^a(\overline{\omega_x}, \alpha_t)$ – аппроксимационные зависимости коэффициентов проекций аэродинамической силы сопротивления на оси системы координат $OXYZ$.

Коэффициент аксиального аэродинамического момента и коэффициенты составляющих экваториального аэродинамического момента в системе уравнений определяются по следующим зависимостям:

$$\begin{aligned} m_x &= m_x^a(M, \overline{\omega_x}); \\ m_1 &= m_z^a(M, \beta) + m_y^a(M, \alpha, \overline{\omega_x}); \\ m_2 &= m_z^a(M, \alpha) - m_y^a(M, \beta, \overline{\omega_x}), \end{aligned} \quad (3)$$

где $m_x^a(M, \overline{\omega_x})$, $m_y^a(M, \alpha, \overline{\omega_x})$, $m_z^a(M, \beta)$ – аппроксимационные зависимости коэффициентов составляющих момента аэродинамической силы в системе координат, связанной с осью симметрии снаряда.

Модель внешней баллистики на основе уравнений Эйлера – Пуассона

Когда ориентация снаряда описывается через систему углов, в уравнениях появляются тригонометрические функции в знаменателях. Это может приводить к ситуациям, когда происходит деление на ноль, что создает проблемы в некоторых режимах движения. Таким образом, любая система углов содержит точку, в которой ее использование становится проблематичным [5].

Если же угловое положение задается через матрицу направляющих косинусов (см. таблицу 1), требуется девять параметров, но между ними существуют шесть ограничений, связан-

ных с ортогональностью. Шесть элементов этой матрицы вычисляются через уравнения Пуассона, а оставшиеся три определяются условиями ортогональности базисных векторов связанной системы координат [6].

Таблица 1. Косинусы углов между осями нормальной земной и связанной систем координат

Оси координат	OX	OY	OZ
OX_g	$\cos \vartheta \cos \psi$	$-\cos \psi \sin \vartheta \cos \gamma + \sin \psi \sin \gamma$	$\cos \psi \sin \vartheta \sin \gamma + \sin \psi \cos \gamma$
OY_g	$\sin \vartheta$	$\cos \vartheta \cos \gamma$	$-\cos \vartheta \sin \gamma$
OZ_g	$-\sin \psi \cos \vartheta$	$\cos \psi \sin \gamma + \sin \psi \sin \vartheta \cos \gamma$	$\cos \psi \cos \gamma - \sin \psi \sin \vartheta \sin \gamma$

Модель Эйлера – Пуассона выражена следующей системой дифференциальных уравнений [5]:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{dx}{dt} = a_{11}V_x + a_{12}V_y + a_{13}V_z; \\
 \frac{dy}{dt} = a_{21}V_x + a_{22}V_y + a_{23}V_z; \\
 \frac{dz}{dt} = a_{31}V_x + a_{32}V_y + a_{33}V_z; \\
 \frac{da_{11}}{dt} = \omega_z a_{12} - \omega_y a_{13}; \\
 \frac{da_{12}}{dt} = \omega_x a_{13} - \omega_z a_{11}; \\
 \frac{da_{13}}{dt} = \omega_y a_{11} - \omega_x a_{12}; \\
 \frac{da_{21}}{dt} = \omega_z a_{22} - \omega_y a_{23}; \\
 \frac{da_{22}}{dt} = \omega_x a_{23} - \omega_z a_{21}; \\
 \frac{da_{23}}{dt} = \omega_y a_{21} - \omega_x a_{22}; \\
 \frac{dV_x}{dt} = \omega_z V_y - \omega_y V_z + \frac{1}{m}(F_x - a_{21}G); \\
 \frac{dV_y}{dt} = \omega_x V_z - \omega_z V_x + \frac{1}{m}(F_y - a_{22}G); \\
 \frac{dV_z}{dt} = \omega_y V_x - \omega_x V_y + \frac{1}{m}(F_z - a_{23}G); \\
 I_{xx} \frac{d\omega_x}{dt} - I_{xy} \frac{d\omega_y}{dt} - I_{xz} \frac{d\omega_z}{dt} = M_x - (I_{zz} - I_{yy})\omega_y \omega_z - I_{xy}\omega_x \omega_z + I_{xz}\omega_x \omega_y - I_{yz}(\omega_z^2 - \omega_y^2); \\
 I_{xy} \frac{d\omega_x}{dt} + I_{yy} \frac{d\omega_y}{dt} - I_{yz} \frac{d\omega_z}{dt} = M_y - (I_{xx} - I_{zz})\omega_z \omega_x - I_{xy}\omega_y \omega_z - I_{yz}\omega_x \omega_y - I_{yz}(\omega_x^2 - \omega_z^2); \\
 -I_{xz} \frac{d\omega_x}{dt} - I_{yz} \frac{d\omega_y}{dt} + I_{zz} \frac{d\omega_z}{dt} = M_z - (I_{yy} - I_{xx})\omega_x \omega_y - I_{yz}\omega_x \omega_z + I_{xz}\omega_y \omega_z - I_{xy}(\omega_y^2 - \omega_x^2);
 \end{array} \right. \quad (4)$$

где $\alpha_{ij}, i, j = \overline{1,3}$ – направляющие косинусы осями стартовой и связанной системы координат; V_x, V_y, V_z – проекции скорости начала связанной системы координат на оси этой системы координат; $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – проекции угловой скорости снаряда на оси связанной системы координат, F_x, F_y, F_z – проекции главного вектора сил аэродинамического сопротивления на оси связанной системы координат, G – сила тяжести; I_{xx}, I_{yy}, I_{zz} – главные моменты инерции; I_{xy}, I_{xz}, I_{yz} – центробежные моменты инерции, M_x, M_y, M_z – проекции главного момента сил аэродинамического сопротивления на оси связанной системы координат.

Проекция главного вектора сил аэродинамического сопротивления на оси связанной системы координат:

$$\begin{aligned} F_x &= C_x^a q S_M; \\ F_y &= C_y^a q S_M; \\ F_z &= C_z^a q S_M. \end{aligned} \quad (5)$$

Компоненты a_{31}, a_{32}, a_{33} вычисляются как результат векторного произведения между векторами a_1 и a_2 :

$$\begin{aligned} a_{31} &= a_{12}a_{23} - a_{13}a_{22}; \\ a_{32} &= a_{13}a_{21} - a_{11}a_{23}; \\ a_{33} &= a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}. \end{aligned} \quad (6)$$

Проекция главного момента сил аэродинамического сопротивления на оси связанной системы координат выражаются через следующие зависимости:

$$\begin{aligned} M_x &= m_x q S_M l; \\ M_y &= m_1 q S_M l; \\ M_z &= m_2 q S_M l. \end{aligned} \quad (7)$$

Для более точного вычисления углов атаки и скольжения применим проекции скорости на оси связанной системы координат [7]:

$$\alpha = \arcsin \left(\frac{V_y}{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}} \right); \quad \beta = \arctg \left(-\frac{V_z}{V_x} \right). \quad (8)$$

Точное значение пространственного угла атаки α_t задается выражением [8]

$$\sin \alpha_t = \sqrt{(\sin \alpha \cos \beta)^2 + \sin^2 \beta}.$$

Аналогично вычисляются углы возвышения и пути. Правые части первых трех уравнений системы (4) равны проекциям вектора скорости на оси нормальной системы координат. Обозначим эти проекции как $V_{x_g}, V_{y_g}, V_{z_g}$. Тогда получим следующие выражения:

$$\theta = \arcsin \left(\frac{V_{y_g}}{\sqrt{V_{x_g}^2 + V_{y_g}^2 + V_{z_g}^2}} \right); \quad \Psi = \arctg \left(-\frac{V_{z_g}}{V_{x_g}} \right). \quad (9)$$

Численный метод решения задачи внешней баллистики

При решении задачи внешней баллистики применялся явный метод решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений Рунге – Кутты 4-го порядка [9]. Ниже приведено описание указанного метода.

Пусть дана система, состоящая из m дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dy_1}{dt} = f_1(t, y_1, y_2, \dots, y_m) \\ \frac{dy_2}{dt} = f_2(t, y_1, y_2, \dots, y_m) \\ \dots \\ \frac{dy_m}{dt} = f_m(t, y_1, y_2, \dots, y_m) \end{cases} \quad (10)$$

с начальными условиями

$$y_i(t_0) = y_i^0, \quad i = \overline{1, m}. \quad (11)$$

Согласно данному методу решение системы (10) с начальными условиями (11) находится из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} t_{n+1} &= t_n + \tau, \\ y_{i,n+1} &= y_{i,n} + \frac{k_{i,1} + 2k_{i,2} + 2k_{i,3} + k_{i,4}}{6}, \\ k_{i,1} &= \tau f_i(t_n, y_{1,n}, y_{2,n}, \dots, y_{m,n}), \\ k_{i,2} &= \tau f_i(t_n + 0.5\tau, y_{1,n} + 0.5k_{1,1}, y_{2,n} + 0.5k_{2,1}, \dots, y_{m,n} + 0.5k_{m,1}), \\ k_{i,3} &= \tau f_i(t_n + 0.5\tau, y_{1,n} + 0.5k_{1,2}, y_{2,n} + 0.5k_{2,2}, \dots, y_{m,n} + 0.5k_{m,2}), \\ k_{i,4} &= \tau f_i(t_n + \tau, y_{1,n} + k_{1,3}, y_{2,n} + k_{2,3}, \dots, y_{m,n} + k_{m,3}), \end{aligned}$$

где τ – шаг интегрирования, f_i – правые части дифференциальных уравнений, $k_{i,1}$, $k_{i,2}$, $k_{i,3}$, $k_{i,4}$ – параметры метода Рунге - Кутты для i -го дифференциального уравнения.

Для обеспечения определенной точности ε решения задачи применяется принцип Рунге, в соответствии с которым расчеты необходимо проводить на последовательности сеток, начиная с $\tau^{(1)} = \frac{T-t_0}{N^{(1)}}$, где $N^{(1)}$ – начальное число разбиений. Затем уменьшается шаг τ в два

раза до тех пор, пока относительное отличие численных решений в точке $t = T$ на двух последовательных сетках не будет удовлетворять условию

$$\frac{\|y_{\tau^{(l)}}^{N^{(l)}} - y_{\tau^{(l+1)}}^{N^{(l+1)}}\|}{\|y_{\tau^{(l+1)}}^{N^{(l+1)}}\|} \leq \frac{2^{p+1} - 2}{2} \varepsilon, \quad (12)$$

где $y_{\tau^{(l+1)}}^{N^{(l+1)}}$, $y_{\tau^{(l)}}^{N^{(l)}}$ – полученные значения решения в точке $t = T$ на сетках с шагами $\tau^{(l+1)}$ и $\tau^{(l)}$ соответственно. При этом $\tau^{(l+1)} = 0,5\tau^{(l)}$, $N^{(l+1)} = 2N^{(l)}$, $l = \overline{1, L-1}$, где L – порядковый номер расчета, при котором первый раз выполняется условие (12); p – теоретический порядок точности метода.

Важной частью в математическом моделировании является определение практического порядка точности численного метода при решении определенной задачи. При определении порядка потребуются данные с относительными погрешностями решения при данном шаге. Относительные погрешности решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений находятся из формулы

$$\Psi_l = \frac{\|y_{\tau^{(l)}}^{N^{(l)}} - y^*\|}{\|y^*\|}, \quad (13)$$

где $l = \overline{1, L-1}$, y^* – точное решение найденное из принципа Рунге.

Для упрощенной модели практический порядок сходимости \tilde{p} составил 2,23, для модели Эйлера – Пуассона – 3,25, для модифицированной модели Эйлера – Пуассона – 2,94.

Верификация компьютерной модели внешней баллистики

Задача внешней баллистики решается с применением трех моделей: упрощенной при малых углах нутации, модели Эйлера – Пуассона, а также модифицированной модели Эйлера – Пуассона, в которой экваториальные угловые скорости вычисляются по формулам, используемых в первой модели. В качестве эталонной модели рассматривается первая модель. При расчетах использовались параметры, представленные в таблице 2. Время моделирования процесса выстрела $t = 2$ с. Расчеты проводились с точностью $\varepsilon = 10^{-9}$.

Таблица 2. Основные характеристики осколочно-фугасного снаряда

Параметр	Значение	Размерность
Масса	0,389	кг
Длина	0,165	м
Диаметр	0,03	м
Дульная скорость,	960	м/с
Момент инерции по оси OX	$4,065 \cdot 10^{-5}$	кг·м ²
Момент инерции по оси OY	$5,476 \cdot 10^{-4}$	кг·м ²
Момент инерции по оси OZ	$5,476 \cdot 10^{-4}$	кг·м ²

3D-визуализация движения снаряда отображается в разработанном программном комплексе (рис. 3).

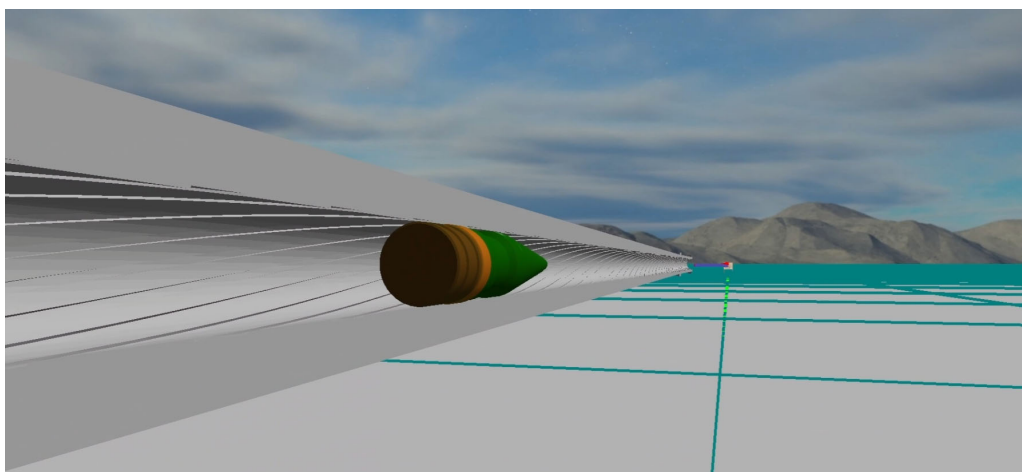


Рис. 3. 3D-визуализация движения снаряда

Расчеты производились при следующих начальных условиях:

$$\begin{aligned}
 t_0 &= 0 \text{ с}; & \delta_{y0} &= 0 \text{ рад} \\
 x_0 &= 0,28 \text{ м}; & \delta_{z0} &= 0 \text{ рад} \\
 y_0 &= 1,5 \text{ м}; & a_{11_0} &= 1; \\
 z_0 &= 0 \text{ м}; & V_{k0} = V_{x0} &= 960 \text{ м/с}; a_{12_0} = 0 \\
 \theta_0 &= 0 \text{ рад}; & a_{13_0} &= 0 \\
 \Psi_0 &= 0 \text{ рад}; & a_{21_0} &= 0 \\
 \omega_{x0} &= 8448 \text{ рад/с}; & a_{22_0} &= 1 \\
 \omega_{y0} &= 0 \text{ рад/с}; & a_{23_0} &= 0 \\
 \omega_{z0} &= 0 \text{ рад/с}.
 \end{aligned}$$

На рисунке 4 представлен график дальности выстрела, рассчитанной по трем моделям.

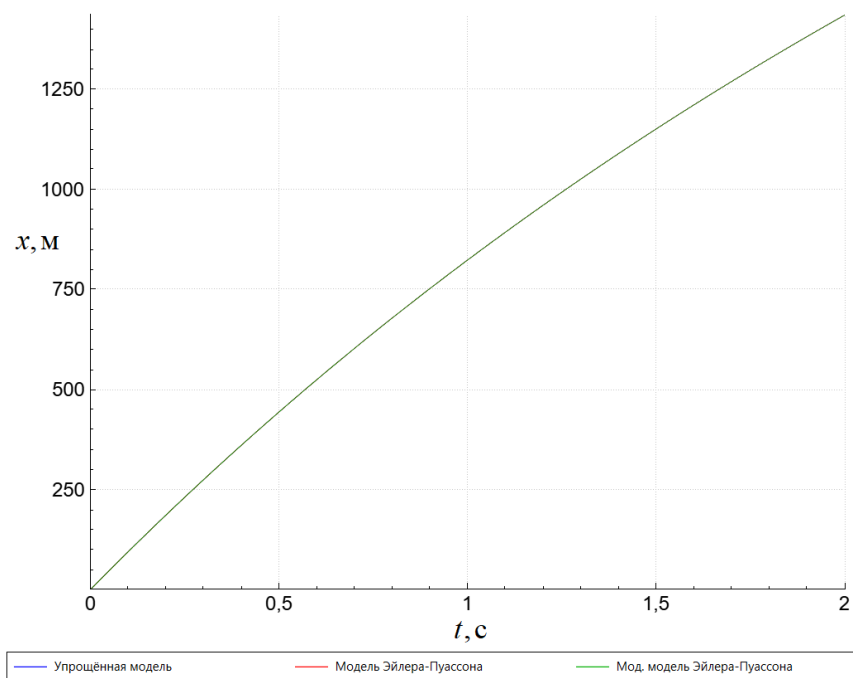


Рис. 4. Зависимость дальностей стрельбы от времени

Как видно из графика, дальность практически совпадает. Для упрощенной модели дальность в момент времени $t = 2$ с составила 1436,91 м, для модели Эйлера – Пуассона – 1436,91 м, для модифицированной – 1436,82 (0,01 %) м.

На рисунке 5 представлен график высот стрельбы.

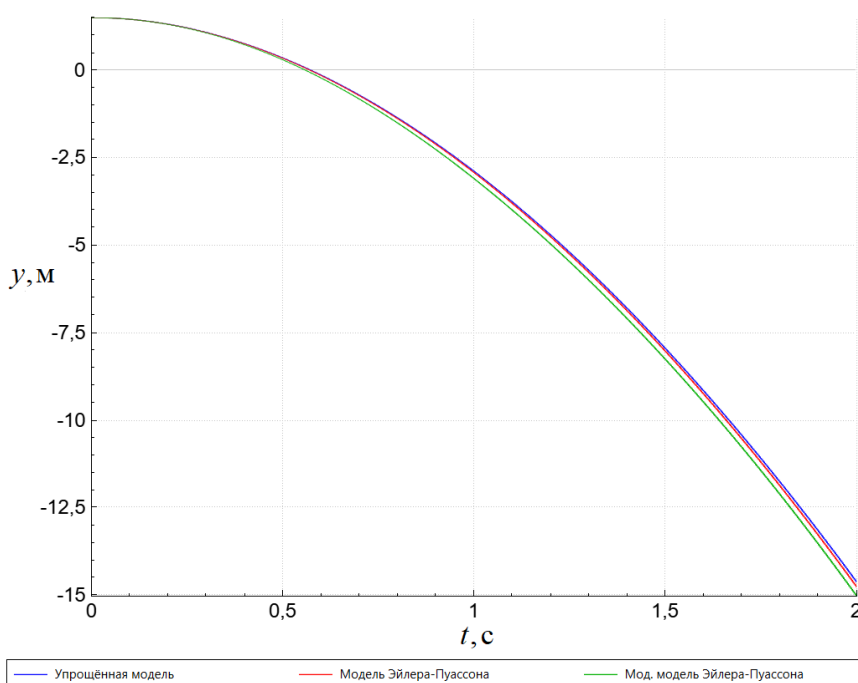


Рис. 5. Зависимость высоты стрельбы от времени

Для упрощенной модели высота стрельбы в момент времени $t = 2$ с составила -14,63 м, для модели Эйлера – Пуассона – -14,77 (0,96 %) м, для модифицированной – -15,03 (2,73 %) м.

На рисунке 6 представлен график бокового отклонения.

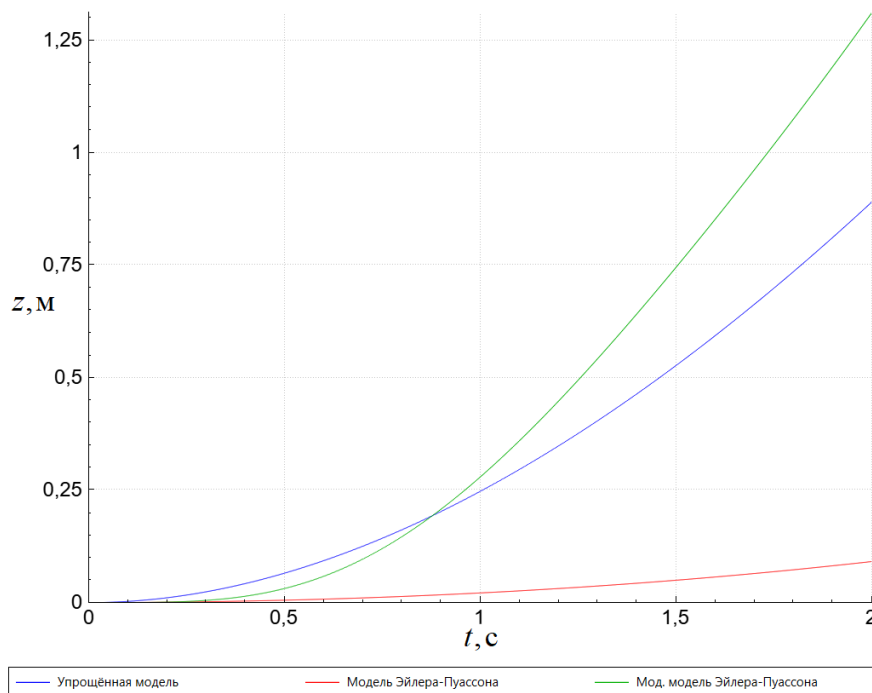


Рис. 6. Зависимость бокового отклонения от времени

Для упрощенной модели боковое отклонение в момент времени $t = 2$ с составило 0,89 м, для модели Эйлера – Пуассона – 0,09 (89,8 %) м, для модифицированной – 1,31 (47,3 %) м. На рисунке 7 представлен график углов возвышения θ .

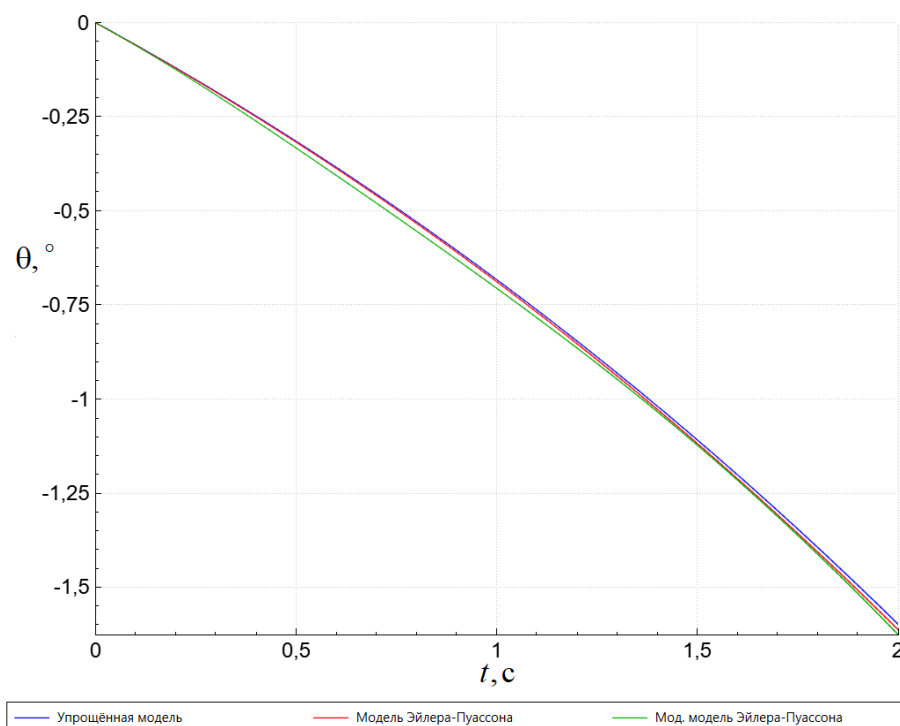


Рис. 7. Зависимость угла наклона траектории от времени

Для упрощенной модели угол возвышения в момент времени $t = 2$ с составил $-1,60^\circ$, для модели Эйлера – Пуассона – $-1,61^\circ$ (0,92 %), для модифицированной – $-1,63^\circ$ (1,72 %).

На рисунке 8 представлен график угла пути Ψ .

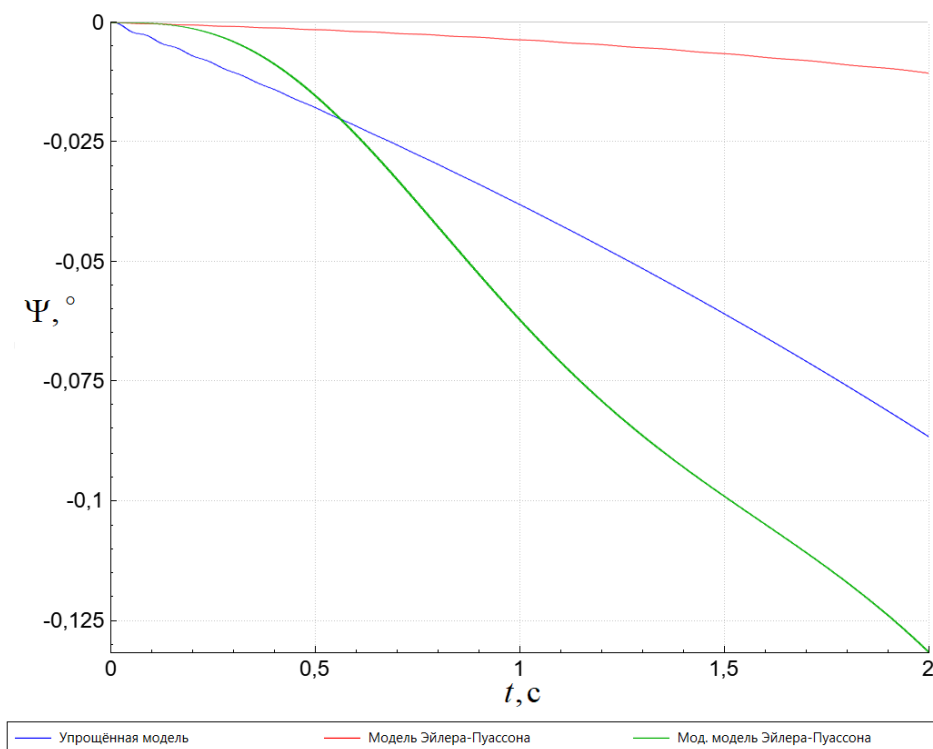


Рис. 8. Зависимость угла пути от времени

Для упрощенной модели угол пути в момент времени $t = 2$ с составил $-0,09^\circ$, для модели Эйлера – Пуассона – $-0,01^\circ$ (87,8 %), для модифицированной – $-0,13^\circ$ (51,1 %).

Заключение

В работе были рассмотрены различные математические модели внешней баллистики и проведено сравнение полученных с помощью них результатов моделирования. Приняв упрощенную модель в качестве точной, было проведено сравнение модели Эйлера – Пуассона и ее модифицированной версии с альтернативным расчетом угловых скоростей. В качестве рассматриваемых параметров были рассмотрены дальность стрельбы, высота, боковое отклонение, угол возвышения и угол пути. Более схожие результаты были получены у модифицированной модели Эйлера – Пуассона. Отклонение данной модели по дальности составило 0,01 %, по высоте – 2,73 %, по боковому отклонению – 47,3 %, по углу возвышения – 1,72 %, по углу пути – 51,1 %.

Список литературы и источников

1. Дмитриевский А. А., Лысенко Л. Н. Внешняя баллистика. – М. : Машиностроение, 2005. – 608 с. – Текст : непосредственный.
2. Королев С. А., Липанов А. М., Русяк И. Г. К вопросу о точности решения прямой задачи внешней баллистики // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2017. – № 47. – С. 63–74. – Текст : непосредственный.
3. Королев С. А., Русяк И. Г., Суфиянов В. Г. Исследование влияния возмущающих факторов на траекторию движения снарядов и ракет при стрельбе с подвижного носителя // Известия Тульского государственного университета. Технические науки. 2017. – № 11-3. – С. 23–33. – Текст : непосредственный.
4. Численное моделирование артиллерийского выстрела с применением визуальных технологий для проектирования и отработки артиллерийских систем: монография / А. М. Липанов, И. Г. Русяк, В. А. Тененев, В. Г. Суфиянов, С. А. Королев, М. Н. Белобородов. – М. – Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2023. – 416 с. – Текст : непосредственный.
5. Знаменский Е. А., Кэрт Б. Э., Набоков Ю. А. Обобщенная математическая модель пространственного движения артиллерийских боеприпасов: сборник трудов V Всероссийской научно-технической конференции

«Фундаментальные основы баллистического проектирования». 27 июня – 1 июля 2016 года. СПб. : Библиотека журнала «ВОЕНМЕХ. Вестник БГТУ». – 2017. – № 41. – С. 11–14. – Текст : непосредственный.

6. *Кэрт Б. Э., Андреева Ж. Н., Агошков О. Г.* Кинематика : учебное пособие. – СПб. : Балтийский государственный Технический университет, 2014. – 222 с. – Текст : непосредственный.

7. *Правдин В. М., Шанин А. П.* Баллистика неуправляемых летательных аппаратов. – Снежинск : РФЯЦ – ВНИИТФ, 1999. – 496 с. – Текст : непосредственный.

8. *McCoy R. L.* Modern Exterior Ballistics: The Launch and Flight Dynamics of Symmetric Projectiles. Schiffer Publishing Ltd.: Atglen, PA, 1999. – Текст : непосредственный.

9. *Hairer E., Norsett S. P., Wanner G.* Solving Ordinary Differential Equations. Vol. 1. Berlin: Springer - Verlag, 1991. – 528 p. – Текст : непосредственный.

К ВОПРОСУ О ПРОГРЕССИВНОСТИ ГОРЕНИЯ Артиллерийских порохов

Д. А. Рылов, магистрант

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова,
Ижевск, Россия

Аннотация. Прогрессивность горения порохов – один из главных факторов, влияющих на эффективность их срабатывания в процессе стрельбы. Понимание закономерностей горения артиллерийских порохов, а также факторов, способствующих или препятствующих их прогрессивному горению, является актуальной задачей как для теоретических, так и для прикладных исследований в области артиллерийских технологий. В работе рассмотрены две методики расчета поверхности горения многоканальных пороховых элементов в фазе распада, проведен анализ влияния точного решения для второй фазы горения порохового элемента после распада на баллистические параметры. Исследовано влияние формы на прогрессивность горения порохового элемента и на внутрибаллистические параметры процесса выстрела.

Ключевые слова: внутренняя баллистика, математическая модель, скорость снаряда, горение порохов, точное решение, прогрессивность, численные методы.

Введение

Прогрессивность горения пороховых элементов – один из главных факторов, влияющих на эффективность их использования в процессе стрельбы. При этом необходимо заметить, что прогрессивно горящие пороховые элементы после распада образуют дегрессивные остатки, поверхность горения которых, как правило, рассчитывается приближенно.

В работе рассмотрены две методики расчета поверхности горения многоканальных пороховых элементов после распада и проведен анализ влияния приближенного и точного определения поверхности горения пороховых элементов в фазе распада на баллистические параметры для различных условий выстрела. Параллельно определяется эффективность решения системы обыкновенных уравнений внутренней баллистики с помощью численных методов различного порядка точности: метод Эйлера и 4-этапный метод Рунге – Кутты.

Математическая модель внутренней баллистики выстрела

В качестве допущений при решении задачи внутренней баллистики полагается, что воспламенитель массой ω_v сгорает мгновенно и создает начальное давление p_b . При этом теплофизические параметры продуктов горения воспламенителя совпадают с параметрами продуктов горения основного заряда. Массой воздуха в камере сгорания пренебрегается. Основной заряд, состоящий из зерненного пороха, воспламеняется сразу по всей поверхности в момент полного сгорания воспламенителя. Снаряд начинает двигаться после достижения в камере давления форсирования p_ϕ ($p_\phi \geq p_b$). Теплообменом с горячей поверхностью заряда пренебрегается (скорость тепловой волны равна скорости горения). Трение и теплообмен продуктов горения с поверхностью канала ствола не учитывается.

Основная задача внутренней баллистики рассматривалась в постановке работы [1], где в рамках допущений учтены распределения давления и скорости газопороховой смеси по заснарядному пространству для канала переменного сечения.

Методы численного интегрирования уравнений внутренней баллистики

Рассмотрим задачу Коши для уравнения вида

$$\frac{du(t)}{dt} = f(t, u), \quad t > 0. \quad u(0) = u_0. \quad (1)$$

Для численного решения уравнения вводится сеточная функция $y^n = y(t_n) \approx u(t_n)$. Рассмотрим метод Эйлера и 4-этапный метод Рунге – Кутта [2–4].

- метод Эйлера:

$$y^{n+1} = y^n + \tau f(t_n, y^n), \quad (2)$$

- метод Рунге – Кутта:

$$y^{n+1} = y^n + \tau \frac{1}{6} (K_n^{(1)} + 2K_n^{(2)} + 2K_n^{(3)} + K_n^{(4)}), \quad (3)$$

где

$$K_n^{(1)} = f(t_n, y^n), \quad K_n^{(2)} = f\left(t_n + \frac{\tau}{2}, y^n + \frac{\tau K_n^{(1)}}{2}\right), \quad K_n^{(3)} = f\left(t_n + \frac{\tau}{2}, y^n + \frac{\tau K_n^{(2)}}{2}\right), \\ K_n^{(4)} = f(t_n + \tau, y^n + \tau K_n^{(3)})$$

Верификация численного алгоритма

Сравним методы численного интегрирования по их эффективности. Для этого было проведено тестирование численного алгоритма решения прямой задачи внутренней баллистики путем исследования сходимости и погрешности аппроксимации.

Для оценки погрешности аппроксимации задачи была определена норма $\|\Psi_{\tau_k}\|$:

$$\|\Psi_{\tau_k}\| = \bar{\rho}(y_{\tau_k}, y_*), \quad (4)$$

где y_{τ_k} – численное решение в момент времени $t = T$ полученное с шагом $\tau_k = \tau_0 2^{-k}$, $k = \overline{1, K}$, y_* – «точное» решение задачи, полученное в этот же момент времени $t = T$, полученное с минимальным шагом $\tau_* = \tau_K = \tau_0 2^{-K}$, $\bar{\rho}(y_{\tau_k}, y_*)$ – норма относительной разности решений y_{τ_k} и y_* определялась по формуле

$$\bar{\rho}(y_{\tau_k}, y_*) = \frac{|y_{\tau_k, j} - y_{*, j}|}{|y_{*, j}|} 100\%. \quad (5)$$

При исследовании сходимости численного метода задача внутренней баллистики решалась для последовательности шагов $\tau_k = \tau_0 2^{-k}$, $k = \overline{1, K}$, где начальное значение τ_0 определяется по формуле [5]:

$$\tau_0 = 0,01 \frac{L_d}{\frac{1}{2} \sqrt{2f\omega}}. \quad (6)$$

На рисунке 1 представлен графики зависимости логарифма относительной погрешности $\lg\|\Psi_{\tau_k}\|$ от номера k шага интегрирования $\tau_k = 2^{-k}$, $k = \overline{1, K}$ для рассматриваемых численных методов. Из графика видно, что метод Рунге – Кутта сходится быстрее, чем метод Эйлера. Однако после четвертой итерации, при $k = 5$ на методе Рунге – Кутта начинает сказываться влияние погрешности округления чисел в компьютере с точностью менее 10^{-8} , поэтому для корректности исследования последующие точки были исключены из рассмотрения.

Для определения практического порядка точности $\bar{\rho}$ методов численного интегрирования воспользуемся зависимостью

$$\lg\|\Psi_{\tau_k}\| = \bar{\rho} \lg \tau_k + \lg C. \quad (7)$$

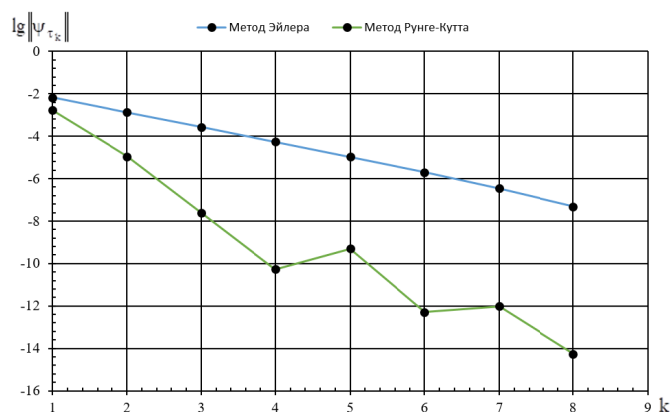


Рис. 1. Графики зависимости относительной погрешности $\lg\|\Psi_{\tau_k}\|$ от номера k шага интегрирования ($\tau_k = 2^{-k}$) для задачи внутренней баллистики

Коэффициенты \bar{p} и C в зависимости (7) определялись методом наименьших квадратов (МНК). На рисунке 2 представлена зависимость логарифма относительной погрешности от логарифма шага интегрирования.

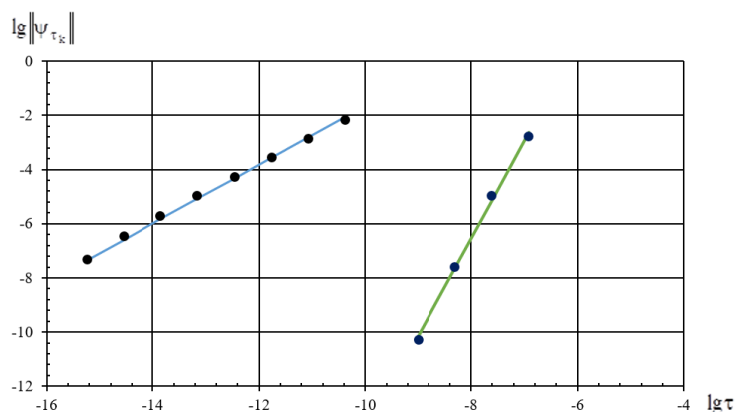


Рис. 2. График зависимости логарифма относительной погрешности $\lg\|\Psi_{\tau_k}\|$ от логарифма шага интегрирования $\lg \tau_k$

Для метода Эйлера порядок точности составил $\bar{p} = 1,09$, для метода Рунге – Кутта $\bar{p} = 3,63$.

Были определены также шаги интегрирования методов, для обеспечения требуемой относительной погрешности $\varepsilon = 1,0 \cdot 10^{-3}$. В таблице 1 приведены значения шага интегрирования τ_* , которые обеспечивают необходимую относительную погрешность для каждого из рассматриваемых методов численного интегрирования, а также приведены результаты расчёта дульной скорости, полученные при данных τ_* .

Таблица 1. Значения шага по времени, обеспечивающего заданную точность вычисления дульной скорости

Метод	Параметр	
	τ_*	$v_d, \text{м/с}$
Эйлера	$1,6 \cdot 10^{-5}$	948,7
4-этапный метод Рунге – Кутта	$1,0 \cdot 10^{-3}$	947,6

Из таблицы 1 следует, что метод Рунге – Кутта достигает заданной точности 0,1 % при значении шага по времени в 60 раз больше, нежели метод Эйлера.

Постановка задачи точного вычисления поверхности горения дегрессивных остатков

Рассмотрим семиканальный порох (рис. 3). После основной прогрессивной фазы горения остаются 2 вида дегрессивных остатков. Рассчитаем изменение периметра горения внутренних призм в процессе горения в предположении, что порох горит параллельными слоями.

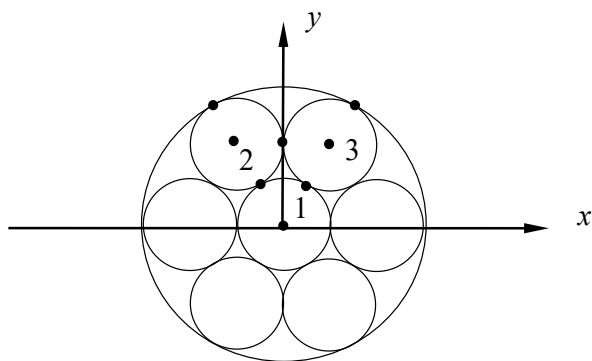


Рис. 3. Горение дегрессивных остатков

Введем на плоскости (x, y) с центром в середине большого круга координаты центров любых трех ближайших малых окружностей $x_{i0}, y_{i0}, i = \overline{1,3}$. Для простоты анализа будем считать, что пороховой элемент и после распада сохраняет свой каркас и все элементы относительно этого каркаса неподвижны.

Решая геометрическую задачу, в процессе горения в фазе распада можно найти все точки пересечения внешних границ малых кругов друг с другом. Действительно, пусть выгоревший слой изменился на величину e_{123} . Тогда искомые координаты можно найти из следующих систем уравнений:

- координаты точки пересечения окружностей 1-го и 2-го кругов (x_{12}, y_{12}) определятся из системы уравнений

$$\begin{aligned} (x_{12} - x_{10})^2 + (y_{12} - y_{10})^2 &= (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2, \\ (x_{12} - x_{20})^2 + (y_{12} - y_{20})^2 &= (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где r_0 , $r_{01} = r_0 + e_1$ – первоначальные радиусы отверстий в зерненном пороховом элементе и радиус отверстия в момент распада, соответственно; e_1 – полутолщина горящего свода зерненого порохового элемента;

- координаты точки пересечения окружностей 1-го и 3-го кругов (x_{13}, y_{13}) определятся из системы уравнений

$$\begin{aligned} (x_{13} - x_{10})^2 + (y_{13} - y_{10})^2 &= (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2, \\ (x_{13} - x_{30})^2 + (y_{13} - y_{30})^2 &= (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2, \end{aligned} \quad (9)$$

- координаты точки пересечения окружностей 2-го и 3-го кругов (x_{23}, y_{23}) определятся из системы уравнений

$$\begin{aligned} (x_{23} - x_{20})^2 + (y_{23} - y_{20})^2 &= (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2, \\ (x_{23} - x_{30})^2 + (y_{23} - y_{30})^2 &= (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Чтобы определить предельное значение e_{123}^{m1} , необходимо рассмотреть систему трех уравнений относительно неизвестных $x_{123}, y_{123}, e_{123}$:

$$\begin{aligned}(x_{123} - x_{10})^2 + (y_{123} - y_{10})^2 &= (r_{01} + e_{123}^{m1})^2, \\(x_{123} - x_{20})^2 + (y_{123} - y_{20})^2 &= (r_{01} + e_{123}^{m1})^2, \\(x_{123} - x_{30})^2 + (y_{123} - y_{30})^2 &= (r_{01} + e_{123}^{m1})^2.\end{aligned}\tag{11}$$

Рассмотрим алгоритм решения системы уравнений (8)–(11) на примере решения системы (8). Для упрощения преобразований в общем случае переместим центр окружности 1 в начало координат и пересчитаем координаты центра второй окружности:

$$x'_{10} = 0, y'_{10} = 0;$$

$$x'_{20} = x_{20} - x_{10}, y'_{20} = y_{20} - y_{10}.$$

Перепишем систему (8) в новых переменных:

$$\begin{aligned}(x_{12})^2 + (y_{12})^2 &= (r_{01} + e_{123})^2; \\(x_{12} - x'_{20})^2 + (y_{12} - y'_{20})^2 &= (r_{01} + e_{123})^2.\end{aligned}$$

Раскроем скобки второго уравнения:

$$x_{12}^2 - 2x_{12}x'_{20} + x_{20}'^2 + y_{12}^2 - 2y_{12}y'_{20} + y_{20}'^2 = (r_{01} + e_{123})^2.$$

Вычтем из второго уравнения первое и перенесем известные в правую часть:

$$x_{12}x'_{20} + y_{12}y'_{20} = \frac{-x_{20}'^2 - y_{20}'^2}{-2}.$$

Выразим из полученного уравнения переменную x_{12} :

$$x_{12} = \frac{c - y_{12}y'_{20}}{x'_{20}},$$

где $c = \frac{-x_{20}'^2 - y_{20}'^2}{-2}$. Подставим x_{12} в уравнение первой окружности. Получим

$$\left(\frac{c - y_{12}y'_{20}}{x'_{20}}\right)^2 + (y_{12})^2 = (r_{01} + e_{123})^2.$$

Раскрываем скобки и избавляемся от знаменателя:

$$y_{12}^2 (y_{20}'^2 + x_{20}'^2) - 2 y_{20}' c y_{12} + (c^2 - (r_{01} + e_{123})^2 x_{20}'^2) = 0.$$

Как видим, получается квадратное уравнение, обозначим:

$$a = (y_{20}'^2 + x_{20}'^2), b = -2 y_{20}' c;$$

$$e = c^2 - (r_{01} + e_{123})^2 x_{20}'^2.$$

Далее решим квадратное уравнение:

$$D = b^2 - 4ae;$$

$$y_{12,2} = \frac{-b \pm \sqrt{D}}{2a}, x_{12,2} = \frac{c - y_{12,2}y'_{20}}{x'_{20}}.$$

Из двух решений выбирается то, которое соответствует уменьшению поверхности горения.

Аналогичным образом происходит поиск остальных точек пересечения окружностей.

Угол между осью и прямой, проведенной из точки пересечения окружностей 1 и 2 (рис. 4), определим по формуле

$$\alpha = \arctg\left(\frac{x_{12}}{y_{12}}\right),$$

при этом полный периметр элемента $\Pi = 6(r_{01} + e_{123})\alpha$, а боковая поверхность элемента определится по формуле $S_6 = 6(r_{01} + e_{123})\alpha L$, где $L = (L_0 - 2e_1 - 2e_{123})$.

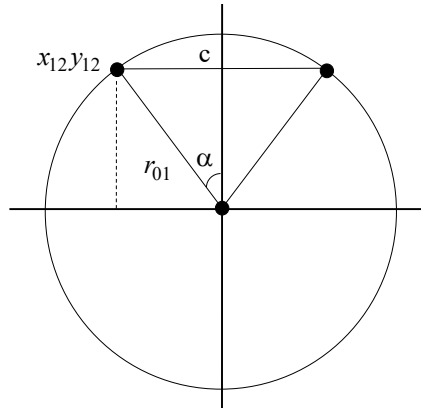


Рис. 4. Определение геометрических характеристик в круге 1 (см. рис. 3)

Торцевая площадь рассматриваемых депрессивных остатков первого типа (рис. 5) определим по формуле

$$S_{\text{MT}} = (r_{01} + e_{123})^2 [\cos \alpha - 3(\alpha - \cos \alpha \sin \alpha)].$$

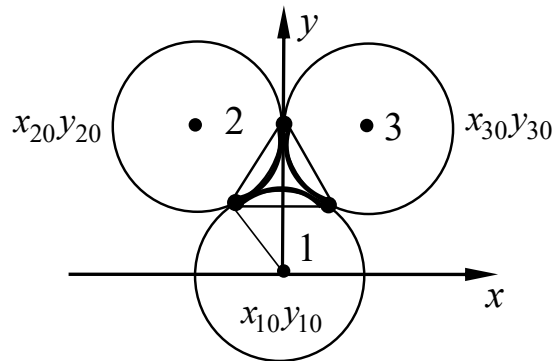


Рис. 5. Остатки первого типа

В итоге текущая площадь горения всех шести малых элементов распада будет определяться как $S_{\text{MT}} = 6(\Pi L + 2S_{\text{MT}})$, а текущий объем недогоревших элементов – по формуле

$$\Lambda_{\text{MT}} = 6(r_{01} + e_{123})^2 [\cos \alpha - 3(\alpha - \cos \alpha \sin \alpha)] L.$$

Вычисления производится до тех пор, пока $e_{123} \leq e_{123}^{\text{M1}}$.

Расчет изменения поверхности горения внешних призм аналогичен (здесь индекс 1 присвоим окружности большого круга).

Для внешних призм, остатков 2-го типа, получим следующие формулы (рис 6):

$$(x_{12} - x_{10})^2 + (y_{12} - y_{10})^2 = (R_0 - e_1 - e_{123})^2 = (R_{01} - e_{123})^2, \quad (12)$$

$$(x_{12} - x_{20})^2 + (y_{12} - y_{20})^2 = (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2,$$

$$(x_{13} - x_{10})^2 + (y_{13} - y_{10})^2 = (R_0 - e_1 - e_{123})^2 = (R_{01} - e_{123})^2, \quad (13)$$

$$(x_{13} - x_{30})^2 + (y_{13} - y_{30})^2 = (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2,$$

$$(x_{23} - x_{20})^2 + (y_{23} - y_{20})^2 = (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2, \quad (14)$$

$$(x_{23} - x_{30})^2 + (y_{23} - y_{30})^2 = (r_0 + e_1 + e_{123})^2 = (r_{01} + e_{123})^2.$$

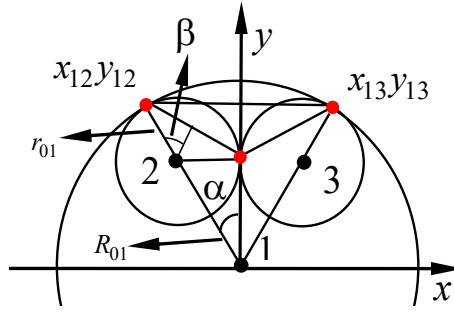


Рис. 6. Остатки второго типа

Для предельного значения e_{123}^{m2} имеем:

$$\begin{aligned} (x_{123} - x_{10})^2 + (y_{123} - y_{10})^2 &= (R_{01} - e_{123}^{m2})^2, \\ (x_{123} - x_{20})^2 + (y_{123} - y_{20})^2 &= (r_{01} + e_{123}^{m2})^2, \\ (x_{123} - x_{30})^2 + (y_{123} - y_{30})^2 &= (r_{01} + e_{123}^{m2})^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Для данной призмы получены следующие формулы для расчета α и β :

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{A}{2(r_{01} + e_{123})}\right), \quad \beta = \arcsin\left(\frac{C}{2(R_{01} - e_{123})}\right),$$

где C, A – это расстояние между точками пересечения двух окружностей получаемые по следующим формулам:

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{(x_{12} - x_{23})^2 + (y_{12} - y_{23})^2}, \quad B = \sqrt{(x_{13} - x_{23})^2 + (y_{13} - y_{23})^2}, \\ C &= \sqrt{(x_{12} - x_{13})^2 + (y_{12} - y_{13})^2}. \end{aligned}$$

Далее определим формулу для расчета полного периметра и площади призмы.

$$\Pi_2 = 2(R_{01} - e_{123})\beta + 4(r_{01} + e_{123})\alpha, \quad S_6 = \Pi_2 L.$$

Торцевая площадь элемента (см. рис. 6) определяется по формуле

$$S_{6r} = \sqrt{P(P-A)(P-B)(P-C)} - 2\left[\frac{1}{2}(r_{01} + e_{123})^2 (2\alpha - \sin 2\alpha)\right] + \left[\frac{1}{2}(R_{01} - e_{123})^2 (2\beta - \sin 2\beta)\right],$$

где $P = \frac{(A+B+C)}{2}$.

Аналогично малым элементам распада определим текущую площадь горения для больших элементов распада как $S_{6r} = 6(\Pi_2 L + 2S_{6r})$ и текущий объем деградированного остатка 2-го типа как $\Lambda_{6r} = 6S_{6r} L$. При этом относительная поверхность горения остатков будет определяться по формуле $\sigma = \frac{S_r}{S_0}$, где $S_r = S_{mr} + S_{6r}$. Аналогично определим формулу для расчета

относительной доли сгоревших остатков как $\psi = 1 - \frac{\Lambda_r}{\Lambda_0}$, где $\Lambda_r = \Lambda_{mr} + \Lambda_{6r}$.

Решение задачи горения деградированных остатков

Проведем сравнение результатов точного расчета геометрии горения остатков распада с приближенной постановкой определения поверхности горения пороха в фазе распада, принятой в работе [1]. Для сравнения были выбраны две системы. Первая система 152-мм гаубица со снарядом массой $q = 46$ кг, зерненный порох 22/7. При этом $\omega/q = 0,41$.

Вторая система 125-мм пушка со снарядом $q = 7$ кг, зерновый порох 16/7. При этом $\omega/q = 1,31$. Результаты расчета относительной поверхности горения представлены на рисунках 7 и 8.

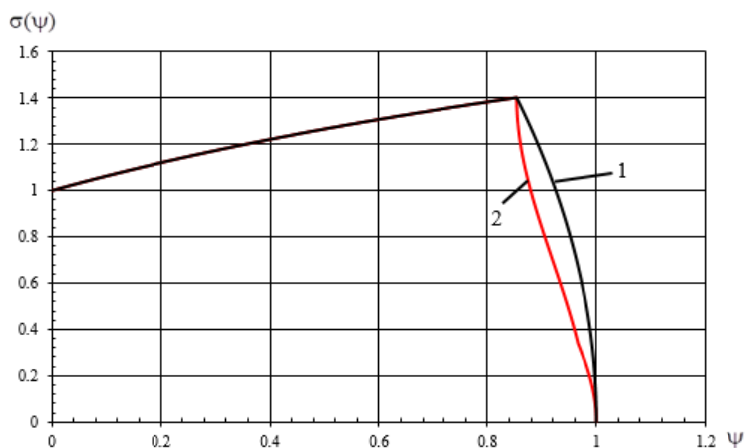


Рис. 7. Кривая прогрессивности горения пороха 22/7: 1 – расчет второй фазы через приближенные формулы; 2 – расчет второй фазы через геометрические соотношения

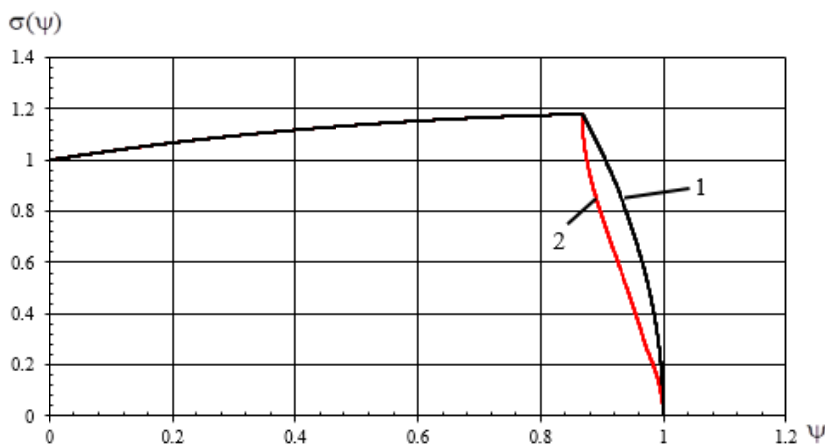


Рис. 8. Кривая прогрессивности горения пороха 16/7: 1 – расчет второй фазы через приближенные формулы; 2 – расчет второй фазы через геометрические соотношения

В таблицах 2 и 3 приведены результаты сравнения внутрибаллистических параметров выстрела между приближенным решением второй фазы горения и точным решением для поверхности горения в фазе распада.

Таблица 2. Результаты сравнения параметров выстрела для приближенного и точного расчета поверхности горения пороха 22/7 и $\omega/q = 0,41$

№	$v_{сн}$, м/с	$p_{кн}^{max}$, МПа	$\Delta v_{сн}$, м/с	$\delta v_{сн}$, %
1	940,47	323,57	2,86	0,30
2	937,61	323,57		

Таблица 3. Результаты сравнения параметров выстрела для приближенного и точного расчета поверхности горения пороха 16/7 и $\omega/q = 1,31$

№	$v_{сн}$, м/с	$p_{кн}^{max}$, МПа	$\Delta v_{сн}$, м/с	$\delta v_{сн}$, %
1	1651,256	443,56	7,67	0,46
2	1643,59	443,56		

Заключение

1. Реализованы численные методы математического моделирования внутрибаллистических процессов при выстреле. Проведено сравнение точности и скорости сходимости метода Эйлера и 4-этапного метода Рунге – Кутты. Определены практические порядки точности этих методов: $\bar{p} = 1,09$ и $\bar{p} = 3,63$ соответственно. Метод Рунге – Кутта достигает точности $\varepsilon = 1,0 \cdot 10^{-3}$ при шаге $\tau_* = 1,0 \cdot 10^{-3}$, то на 2 порядка больше, чем метод Эйлера, который достигает той же точности при шаге $\tau_* = 1,6 \cdot 10^{-5}$.

2. Реализован точный алгоритм расчета дегрессивной фазы горения 7-канального пороха через геометрическое вычисление поверхности горения в фазе догорания остатков.

3. Проведено исследование влияния точности расчета второй фазы горения порохов на дульную скорость. Для артиллерийской системы с $\omega/q = 0,41$ и пороха 22/7 различие по дульной скорости составило 0,3 %, для артиллерийской системы с $\omega/q = 1,31$ и пороха 16/7 – 0,46 %, или 2,9 и 7,7 м/с соответственно.

Список литературы и источников

1. Исследование возможности увеличения дальности стрельбы за счет баллистических факторов / И. Г. Русяк, С. А. Королев, Д. А. Клюкин, Р. Р. Мансуров // Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах (ICOC'2023) : Липановские чтения : сборник трудов Одиннадцатой Всероссийской конференции и школы-семинара молодых ученых и студентов, Ижевск, 14–16 июня 2023 года. – Ижевск : Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, 2024. – С. 167–178. – EDN BINEXS. – Текст : непосредственный.
2. Волков Е. А. Численные методы. – М. : Наука, 1987. – Текст : непосредственный.
3. Вержбицкий В. М. Основы численных методов. – М. : Высшая школа, 2005. – Текст : непосредственный.
4. Хайрер Э., Нёрсетт С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи : пер. с англ. – М. : Мир, 1990. – 512 с. – Текст : непосредственный.
5. Русяк И. Г., Липанов А. М., Ушаков В. М. Физические основы и газовая динамика горения порохов в артиллерийских системах. – М. ; Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2016. – 456 с. – Текст : непосредственный.
6. Русяк И. Г., Ушаков В. М. Внутрикамерные гетерогенные процессы в ствольных системах. – Екатеринбург : УрО РАН, 2001. – 259 с. – Текст : непосредственный.
7. Королев С. А., Липанов А. М., Русяк И. Г. Исследование путей повышения дальности стрельбы ствольной артиллерии // Вестник ИжГТУ имени М. Т. Калашникова. – 2018. – Т. 21, № 3. – С. 185–191. – Текст : непосредственный.
8. Перспективы улучшения баллистических характеристик современных дальнобойных снарядов / В. Е. Смирнов, И. Е. Никитина, Л. А. Розанов, И. В. Кытманов // Оборонная техника. – 2017. – № 10. – С. 56–62. – Текст : непосредственный.

ИССЛЕДОВАНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЭСТАФЕТНОЙ СХЕМЫ МЕТАНИЯ

А. И. Сафронов¹, safr.a@mail.ru

И. Г. Русяк², primat@istu.ru

В. В. Дружинкин¹, druzhinkin.valeriy.@mail.ru

¹Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия

²Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова
Ижевск, Россия

Аннотация. Представлены постановка задачи и результаты численного моделирования баллистики эстафетной схемы выстрела. Показана возможность увеличения скорости метания снаряда при использовании эстафетной схемы метания на модельной системе калибра 122 мм. В результате численного эксперимента было получено, что скорость метания снаряда массой 20 кг может быть увеличена по сравнению с классической схемой выстрела при одинаковых максимальных давлениях в канале системы на 25 %.

Ключевые слова: эстафетная схема метания, модельная баллистическая система, снаряд, математическая модель, численный эксперимент, скорость метания.

Введение

Как показывают многочисленные исследования, с помощью классической схемы выстрела для баллистических систем практически невозможно сколь-нибудь существенно обеспечить повышение начальных скоростей метаемых элементов. В этой связи было предложено использовать для повышения начальных скоростей метаемых элементов эстафетную схему метания. Термин «эстафетная схема метания» впервые был предложен В. Н. Вилюновым в 1969 г. Для использования данной схемы общий заряд, находящийся в баллистической системе, необходимо разделять на две части (можно на несколько частей). Принцип действия схемы заключается в ускорении метаемого элемента за счет последовательного воздействия пороховых газов, образующихся в результате горения заряда сначала на поршень, разделяющий заряд, а затем и непосредственно на сам снаряд (рис. 1).

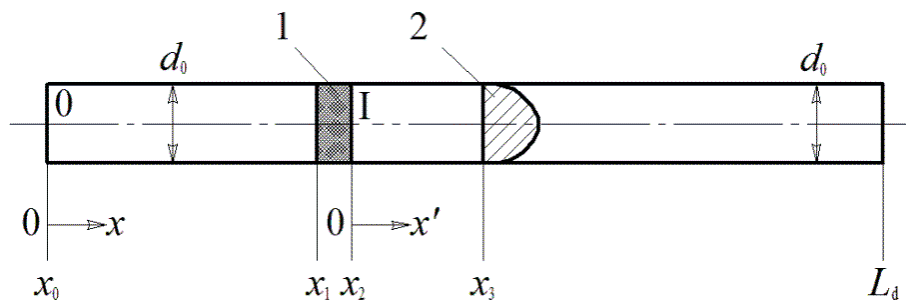


Рис. 1. Схема эстафетного выстрела: 0, 1 – области, где располагаются части разделенного заряда; 1 – поршень; 2 – снаряд (метаемый элемент); d_0 – диаметр цилиндрического канала системы; L_d – длина ствола с учетом длины камер

Очевидно, что моделирование систем, использующих эстафетную схему метания, необходимо проводить с использованием моделей на основе газодинамического подхода. В этом случае удастся смоделировать сложную волновую картину, реализуемую в канале баллистической системы.

Для решения внутрибаллистической задачи в работе предложена математическая модель на основе допущений механики гетерогенных сред. В модели применена комбинированная система координат (рис. 1), позволяющая существенно повысить точность определения газодинамических параметров в процессе решения задачи.

Внутренняя баллистика эстафетной системы.

Постановка и решение задачи

Рассмотрим использование эстафетной схемы выстрела на модельной системе калибра 122 мм. Для выбранной системы коэффициент C_q имеет значение $C_q = 10,46$. При сравнении строго выполнялось ограничение по допустимому максимальному давлению.

В случае выстрела из рассматриваемой системы по классической схеме с соотношением $\omega/q = 0,16$ при максимальном давлении 174 МПа расчетная начальная скорость составила $V_0 = 594$ м/с.

Для сопоставления расчетных результатов с экспериментальными данными была принята расчетная схема, представленная на рисунке 1. Для удобства и повышения точности расчетов при моделировании эстафетной схемы необходимо в схеме использовать комбинированную систему координат. Неподвижная система координат $(0-x)$ связывается с дном камеры, Подвижная система координат $(0'-x')$ – с правым торцом поршня.

Работа эстафетной схемы моделируется следующим образом. В начальный момент времени решается задача инициирования и последующего горения основной части заряда расположенной в области 0. Под действием давления образующихся пороховых газов в области 0 поршень, дополнительный заряд расположенный в области I, и снаряд (метаемый элемент) приходят в движение. Заряд, расположенный в области I, зажигается за счет перетока горячих инициирующих газов основной части заряда, расположенной в области 0, через малое центральное отверстие в поршне.

После воспламенения дополнительной части заряда, расположенной в области I, давление в этой области начинает расти и скорость поршня уменьшается. За поршнем со стороны дна камеры образуется волна уплотнения, влияющая на волновую картину давления в пространстве за метаемым элементом во время выстрела. В результате взаимодействия волн давления скорость снаряда на срезе канала ствола увеличивается по сравнению со скоростью снаряда при классической схеме выстрела.

Для моделирования процесса выстрела эстафетной схемы используются следующие допущения [1–5]:

- движение фаз одномерно;
- теплоотдача к горячей поверхности зерен не учитывается (скорость движения тепловой волны в порохе равна скорости горения);
- материал частиц несжимаем;
- для пороховых частиц справедлив обычный геометрический закон горения;
- параметры газа внутри и вне пороховых элементов в данном сечении одинаковы;
- поверхности различных частей заряда охватывается пламенем мгновенно в соответствующий момент времени;
- движение сборки: поршень, дополнительный заряд и метаемый элемент начинается после достижения давления форсирования;
- сопротивление воздуха в стволе и трение при движении элементов по каналу ствола не учитываются.

Для моделирования работы эстафетной схемы необходимо смоделировать процессы в областях 0 и I. Решение замкнутой системы уравнений записанной в системе координат $(0-x)$ обеспечивает моделирование внутрибаллистических процессов в области 0. Решение замкнутой системы уравнений, записанной в системе координат, связанной с диафрагмой $(0'-x')$ реализует моделирование внутрибаллистических процессов в области I (см. рис. 1).

Замкнутая система уравнений сплошной среды с соответствующими начальными и граничными условиями на основе подхода механики гетерогенных сред имеет вид, представленный ниже. Она описывает работу эстафетной схемы с учетом горения основной и дополнительной частей заряда. Представленная система уравнений при отсутствии неинерциальных членов, т. е. когда параметр $N = 0$, описывает процессы в области 0. Система уравнений при наличии неинерциальных членов, т. е. когда параметр $N = 1$, при замене

переменных и параметров на переменные и параметры, обозначенные для области I со штрихом ($u \equiv u'$ и т. д.), описывает процессы в области I.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t}(\rho s \varphi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u s \varphi) = M, \\
& \frac{\partial}{\partial t}(\rho s \varphi u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho s \varphi u^2 + p s \varphi) = M w - \tau_{TP} + p \frac{\partial s \varphi}{\partial x} - N \rho s \varphi \frac{du_D}{dt}, \\
& \frac{\partial}{\partial t}(\rho s \varphi E) + \frac{\partial}{\partial x}[S \varphi u (\rho E + p)] = -p \frac{\partial(1-\varphi) S w}{\partial x} - \tau_{TP} w + M \left(Q + \frac{w^2}{2} \right) - N \rho s \varphi u \frac{du_D}{dt}, \\
& \frac{\partial}{\partial t}(n S) + \frac{\partial}{\partial x}(n S w) = 0, \\
& \frac{\partial}{\partial t}[\rho_2(1-\varphi) S w] + \frac{\partial}{\partial x}[\rho_2(1-\varphi) S w^2] + (1-\varphi) S \frac{\partial p}{\partial x} = \tau_{TP} - M w - N \rho_2(1-\varphi) S \frac{du_{II}}{dt}, \\
& \frac{\partial z}{\partial t} + w \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{a_1 p}{e_b}, \\
& p \left(\frac{1}{\rho} - \alpha \right) = R T, \quad E = \varepsilon + \frac{u^2}{2}, \\
& \varphi = 1 - n \Lambda_0 (1 - \varphi(z)), \quad \psi(z) = \kappa_1 z (1 + \lambda_1 z), \\
& \sigma(z) = 1 + 2 \lambda_1 z, \quad M = S n S_{02} \rho_2 \sigma(z) a_1 p, \\
& \tau_{TP} = \frac{1}{2} C_x \rho (u - w) |u - w| S n \frac{\pi d_{02}^2}{4} (1 - \psi(z))^{2/3}, \\
& C_x = \begin{cases} \frac{24}{Re} + 0.48; & 0 < Re < 3 \cdot 10^5; \\ 0.1, & Re \geq 3 \cdot 10^5; \end{cases} \\
& Re = \frac{\rho |u - w| \varphi \sqrt{S_{02} \sigma(z)}}{\mu}.
\end{aligned} \tag{1}$$

Начальные условия для области 0:

$$\begin{aligned}
& T(x, 0) = T_g; \quad p(x, 0) = p_\phi; \quad u(x, 0) = w(x, 0) = 0; \quad \varphi(x, 0) = \varphi_H; \\
& \Psi_H = \frac{\frac{1}{f} - \frac{1}{p_\phi} - \frac{1}{\rho_2}}{\Delta + \alpha - \frac{1}{\rho_2}}; \quad z_H = \frac{2 \Psi_H}{\kappa_1 (1 + \sigma_H)}; \quad \sigma_H = \sqrt{1 + 4 \frac{\lambda_1}{\kappa_1} \Psi_H}.
\end{aligned} \tag{2}$$

Начальные условия для области I:

$$\begin{aligned}
& T'(x', t_R) = T'(x'); \quad p'(x', t_R) = p'(x'); \quad u'(x', t_R) = u'(x'); \quad w'(x', t_R) = 0 \\
& \varphi'(x', t_R) = \varphi'(x'); \quad z'(x', t_R) = z'(x').
\end{aligned} \tag{3}$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned}
& u(0, t) = w(0, t) = 0; \quad u(x_D, t) = w(x_D, t) = u_D; \\
& u'(0, t) = w'(0, t) = 0; \quad u'(x'_S, t) = w'(x'_S, t) = u'_S,
\end{aligned} \tag{4}$$

где x_D, x'_S – координаты положения поршня и снаряда (метаемого элемента), соответственно; u_D, u'_S – скорости поршня и метаемого элемента соответственно.

Значения переменных x_D, x'_S, u_D, u'_S определяются интегрированием уравнений движения сборки, а после ее разделения – уравнений движения поршня и снаряда.

$$\left. \begin{aligned} m_{AS} \frac{du_D}{dt} &= p_1 S, \\ q_S \frac{du'_S}{dt} &= 0, \end{aligned} \right\} t \leq t_R,$$

$$\left. \begin{aligned} m_D \frac{du_D}{dt} &= (p_1 - p_2)S, \\ q_S \frac{du'_S}{dt} &= p_3 S - q_S \frac{du_D}{dt}, \end{aligned} \right\} t > t_R,$$

где m_{AS} – масса сборки, m_D – масса поршня, q_S – масса снаряда.

Разделение сборки происходит в момент времени t_R . Метаемый элемент начинает движение по каналу отдельно от поршня. При этом поршень отстает от метаемого элемента, когда выполняется условие:

$$\frac{p_3}{q_S} > \frac{p_1 - p_2}{m_D}.$$

Система уравнений (1)–(4) численно решается с помощью метода С.К. Годунова [6]. Потoki массы, импульса и энергии при этом определяются из решения задачи о распаде произвольного разрыва параметров газа на скачке площади сечения. Разностными сетками с шагами h и h' покрываются расчетные области 0 и I соответственно.

Определение внутрибаллистических параметров в области I посредством решения системы уравнений (1) с соответствующими начальными и граничными условиями проводится с момента достижения времени задержки зажигания дополнительной части заряда.

В соответствии с принципом эстафетной схемы метания первоначально воспламеняется основная часть заряда в области 0. Потом приходят в движение остальные элементы выстрела – поршень, дополнительная часть заряда и метаемый элемент. Через определенное время задержки зажигания воспламеняется дополнительная часть заряда, расположенная в области I.

При последовательном срабатывании частей полного заряда, благодаря данной схеме, при общей массе заряда равной штатной понижается максимальное давление пороховых газов в камере системы, поэтому суммарный заряд может быть увеличен без превышения допустимого давления для рассматриваемой системы.

При расчете выстрела для рассматриваемой системы с использованием эстафетной схемы максимальные давления в областях 0 и I так же, как и при использовании классической схемы метания, не превышали допустимого давления 174 МПа. Давление форсирования метаемого элемента принималось равным 10 МПа, для поршня в эстафетной схеме – принималось равным нулю. После достижения давления форсирования метаемого элемента начинается совместное движение сборки: поршень + заряд в области I + снаряд. На рисунке 2 представлены зависимости расчетных параметров от времени протекания процесса выстрела.

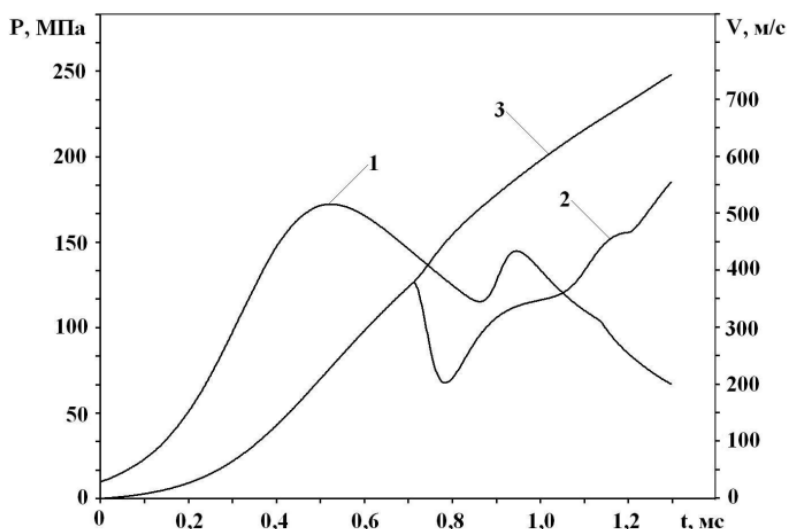


Рис. 2. Расчетная баллистика системы среднего калибра «эстафетной» схемы выстрела: 1 – зависимость давления на дно канала от времени; 2 – зависимость скорости поршня от времени; 3 – зависимость скорости снаряда от времени

После достижения давления форсирования метаемого элемента начинается совместное движение сборки, продолжающееся до момента разделения $t_R = 0,712$ мс. Момент разделения сборки по времени реализован после момента достижения максимальных давлений в области 0. После разделения скорость поршня в сборке резко падает со значения $V = 400$ м/с до значения $V = 200$ м/с к моменту времени $t = 0,78$ мс, а затем скорость поршня начинает волнообразно увеличиваться. После резкого торможения поршня давление на правой границе 0-й области повышается. На зависимости давления на дно канала $P_0(t)$ появляется второй максимум после прихода волны давления на дно канала из-за резкого торможения поршня в момент времени $t = 0,97$ мс, а затем, волна давления отразившись от дна канала устремляется к поршню и участвует в повышении его скорости. Как следствие, продолжается воздействие ускоряющегося поршня на повышение скорости снаряда. Из графика скорости снаряда от времени видно, что сразу после разделения сборки снаряд получает ускорение за счет роста давления в области I после воспламенения дополнительного заряда, при этом на дульном срезе его скорость достигает значения $V = 743$ м/с.

Таким образом, расчетным путем показано, что при использовании «эстафетной» схемы на рассматриваемой системе среднего калибра скорости метания могут быть повышены примерно на 25% по сравнению со скоростями метания, реализуемыми при классической схеме выстрела и при одинаковых максимальных давлениях на дно канала ствола.

Список литературы и источников

1. Сафронов А. И., Крайнов А. Ю. Внутренняя баллистика ствольной системы с присоединенной камерой подгона // Вестник ТГПУ. – 2004. – Вып. 6 (43). – С. 67–70. – Текст : непосредственный.
2. Сафронов А. И., Потапенко В. В. Анализ и баллистическое проектирование системы с присоединенной камерой подгона // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета. – 2009. – № 3 (19). – С. 212–216. – Текст : непосредственный.
3. Рахматуллин Х. А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред // ПММ. – 1956. – Т. 20, № 1. – С. 184–195. – Текст : непосредственный.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. – М. : Наука, 1987. – Ч.1. – 464 с. – Текст : непосредственный.
5. Русяк И. Г., Ушаков В. М. Внутрикамерные гетерогенные процессы в ствольных системах. – Екатеринбург : УрО РАН, 2001. – 259 с. – Текст : непосредственный.
6. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С.К. Годунов [и др.]. – М. : Наука, 1976. – 400 с. – Текст : непосредственный.

Содержание

<i>Арнст Е. А., Шкурин А. И., Садовничий Д. Н., Милехин Ю. М.</i> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛЬНЫХ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ УСТАНОВКАХ	3
<i>Байков А. В., Яновский Л. С., Картовицкий Л. Л., Брусков В. А.</i> ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВА В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗОГЕНЕРАТОРА	5
<i>Гусев С. А., Павловец Г. Я., Мелешко В. Ю., Златкина В. Л.</i> ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА МОДИФИЦИРУЮЩИХ ДОБАВОК ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ЭКСС БЫСТРОГОРЯЩИМИ ОКИСЛИТЕЛЯМИ	15
<i>Дьячковский А. С., Ищенко А. Н., Рogaев К. С., Саморокова Н. М., Шестопалова А. С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ НЕТРАДИЦИОННОЙ СХЕМЫ ВЫСТРЕЛА С ПАСТООБРАЗНЫМИ ТОПЛИВАМИ	21
<i>Князева А. Г.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА НА ПОДЛОЖКЕ КОМПОЗИТОВ ИЗ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ СМЕСЕЙ	25
<i>Крайнов А. Ю., Рogaев К. С., Моисеева К. М., Порязов В. А.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ЗЕРНЕНОГО ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА В СОПЛОВОЙ БОМБЕ	41
<i>Липанов А. М., Дементьев В. Б., Волков К. Г.</i> РАЗВИТИЕ ПРОЦЕССОВ ВТМО И РАЗРАБОТАННОЕ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОТВЕТСТВЕННЫХ ДЕТАЛЕЙ МАШИНОСТРОЕНИЯ	45
<i>Липанов А. М., Карсканов С. А.</i> РАСЧЕТ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ НА ОСНОВЕ ПРЯМОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	47
<i>Макаров Н. М., Сальников А. Ф.</i> АНАЛИЗ СИСТЕМЫ ТРЕБОВАНИЙ К ЦИФРОВОМУ ДВОЙНИКУ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ	54
<i>Мелешко В. Ю., Краснобаев Ю. Л., Курьлев В. В.</i> УТИЛИЗАЦИОННАЯ ОБРАБОТКА СТОЧНЫХ ВОД, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СЖИГАНИИ ЗАРЯДОВ ЭНЕРГОНАСЫЩЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ	59
<i>Павловец Г. Я., Мелешко В. Ю., Грек А. А.</i> О НИТРОЦЕЛЛЮЛОЗЕ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЭНЕРГОНАСЫЩЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ	64
<i>Павловец Г. Я., Мелешко В. Ю., Златкина В. Л., Домалега М. Г.</i> МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГОЕМКИХ КОМПОЗИЦИЙ ДЛЯ РАКЕТНЫХ ПРЯМОТОЧНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ	70
<i>Павловец Г. Я., Михайлов А. А., Михайлов Д. А., Этрекова М. О.</i> ВОЗМОЖНОСТИ МОНИТОРИНГА РАСПАДА НИТРОСОЕДИНЕНИЙ ДЕТЕКТОРАМИ ДИОКСИДА АЗОТА	75
<i>Рашиковский С. А., Усанов В. А., Гембаржевский Г. В., Якуш С. Е.</i> ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ПАРАФИНОВОГО БЛОКА В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА	80
<i>Савельев С. К., Додул Т. А.</i> НАБЛЮДЕНИЕ ЭРОЗИОННОГО РАЗДУВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ВИХРЯ	82
<i>Самигулов А. Р.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОГАЗОДИНАМИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ С ОХЛАЖДАЮЩИМ ПОТОКОМ	85
<i>Саммель А. Ю., Скосырский А. Б., Буркин В. В., Дьячковский А. С., Ищенко А. Н., Кудрявцев В. А., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНИКОВ ИЗ КАРБИДОВОЛЬФРАМОВОГО СПЛАВА С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ КОБАЛЬТОВОЙ СВЯЗКИ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРЕГРАДОЙ	87
<i>Байков А. В., Суриков Е. В., Яновский Л. С., Шаров М. С., Алексеева О. М., Коломенцев П. А., Картовицкий Л. Л.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГОКОНДЕНСИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ГАЗОГЕНЕРАТОРАХ.....	91
<i>Усманов Р. Р., Корепанов М. А.</i> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРЫЛЬЧАТКИ СИСТЕМЫ КОНДИЦИОНИРОВАНИЯ ВОЗДУХА	96
<i>Шаклеин А. А., Карпов А. И., Морар Г.</i> МЕТОД ДОЛИ СМЕШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ	99
<i>Шостов А. К., Федотова К. В.</i> ОЦЕНКА ДИАПАЗОНА ПРИМЕНИМОСТИ СВЧ-МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ МОДЕЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ПРИ РАЗЛИЧНОМ СОДЕРЖАНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ГОРЮЧЕГО	104
<i>Липанов А. М., Шумихин А. А., Карпов А. И.</i> ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ХАРАКТЕРА ВНУТРИКАМЕРНОГО ТЕЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНЫЙ ПЕРИОД РАБОТЫ ГАЗОГЕНЕРАТОРА	106
<i>Шпара А. П., Ягодников Д. А., Сухов А. В.</i> КОНТИНУАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ, БОРА И ПРОБЛЕМАТИКА ЕЕ ВЕРИФИКАЦИИ	120
<i>Елизаров В. И., Кожевников В. В., Положай Ю. В.</i> ОСОБЕННОСТИ ЗАПУСКА РДТТ С ТОРЦОВЫМ ЗАРЯДОМ	122
<i>Положай Ю. В., Кожевников В. В., Сёмин А. С.</i> О ВЛИЯНИИ ДАВЛЕНИЯ НА АВТОКОЛЕБАНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ РДТТ	125
<i>Клюкин Д. А.</i> ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КОЛЕБАНИЙ СТВОЛА АВТОМАТИЧЕСКОЙ ПУШКИ НА КУЧНОСТЬ СТРЕЛБЫ	128

<i>Королев С. А., Мансуров Р. Р.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ АКТИВНО-РЕАКТИВНОГО СНАРЯДА ЗА СЧЕТ ОРЕБРЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ВЫХОДНОЙ ЧАСТИ СОПЛА	135
<i>Королев С. А., Трефилов Д. А.</i> РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ ПЛАНИРУЮЩЕГО СНАРЯДА	143
<i>Липанов А. М., Русяк И. Г., Королев С. А., Мансуров Р. Р.</i> ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ПОЛЕТА АКТИВНО-РЕАКТИВНОГО СНАРЯДА	149
<i>Нефедов Д. Г., Королев С. А.</i> ПРОГРАММНЫЙ АЛГОРИТМ УПРАВЛЕНИЯ СТРЕЛЬБОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ ДОПОЛНЕННОЙ РЕАЛЬНОСТИ	158
<i>Русяк И. Г., Суфиянов В. Г., Королев С. А.</i> СТРУКТУРА, ВОЗМОЖНОСТИ И НАЗНАЧЕНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ЦИФРОВОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И АНАЛИЗА СИСТЕМ РАКЕТНО-Артиллерийского вооружения.....	162
<i>Суфиянов В. Г., Подлесных И. Р.</i> НЕЙРОСЕТЕВЫЕ МОДЕЛИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ КОНТРБАТАРЕЙНОЙ БОРЬБЫ	169
<i>Тененев В. А., Русяк И. Г.</i> ЭЙЛЕРОВО-ЛАГРАНЖЕВ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ И РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ	180
<i>Тененев В. А., Русяк И. Г.</i> К ВОПРОСУ О ПОВЫШЕНИИ ДУЛЬНОЙ СКОРОСТИ СНАРЯДА ЗА СЧЕТ КОНСТРУКЦИИ ЗАРЯДА	189
<i>Бондарев Ф. С., Суфиянов В. Г.</i> РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВНЕШНЕЙ БАЛЛИСТИКИ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ УГЛАМИ НУТАЦИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СНАРЯДА.....	201
<i>Рылов Д. А.</i> К ВОПРОСУ О ПРОГРЕССИВНОСТИ ГОРЕНИЯ АРТИЛЛЕРИЙСКИХ ПОРОХОВ.....	213
<i>Сафронов А. И., Русяк И. Г., Дружинкин В. В.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЭСТАФЕТНОЙ СХЕМЫ МЕТАНИЯ.....	221

Электронное научное издание

**«ВНУТРИКАМЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ГОРЕНИЕ В УСТАНОВКАХ
НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ И СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ» (ICOS-2025)**

СБОРНИК ТРУДОВ
ДВЕНАДЦАТОЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ,
ПОСВЯЩЕННОЙ 90-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА А. М. ЛИПАНОВА

Ижевск, 18–20 марта 2025 г.

Технический редактор *С. В. Логинова*
Корректурa *Я. В. Олиной*
Верстка *Я. В. Олиной, С. В. Петуховой*
Дизайн обложки *Е. А. Рябичевой*

Разрешено к использованию 25.12.2025. Уч.-изд. л. 12,08. 14,2 МБ (PDF). Заказ № 257

Издательство управления информационных ресурсов
Ижевского государственного технического университета имени М. Т. Калашникова
426069, Ижевск, Студенческая. 7